

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELLENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN  
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

## ZAALACOUSTIEK EN NAGALM

door A. TH. VAN URK.

534.844

In een gesloten ruimte heeft het geluid, dat het oor na een of meerdere reflecties aan de wanden bereikt een belangrijke invloed op de klank van de muziek en de verstaanbaarheid van het gesproken woord. In dit artikel wordt dit reflectieverschijnsel, de zg. nagalm aan de hand van metingen en berekeningen nagegaan. Deze beschouwingen leiden tenslotte tot enkele eenvoudige voorwaarden, waaraan een zaal moet voldoen om in acoustisch opzicht te bevredigen.

### Inleiding

Spraak en muziek bestaan beiden uit geluidstrillingen, die ons oor in bepaalde volgorde moeten bereiken om gewaardeerd te worden. Indien de geluidsbron en de toehoorder zich in de open lucht bevinden, dan is deze volgorde dezelfde als die, waarin de geluidsgolven worden geproduceerd. In een gesloten ruimte echter gebeurt het, dat trillingen, die vroeger zijn uitgezonden, na eenige reflecties aan de wand gelijk aankomen met trillingen, die later zijn uitgezonden. De volgorde van de geluidsindrukken wordt dus tot op zekere hoogte verstoord. Het is gemakkelijk in te zien, dat de spraak daardoor minder verstaanbaar kan worden en de muziek in elkaar loopt; de noten niet meer gescheiden klinken. Wanneer men de geluidsbron plotseling stop zet, dan hoort men het geluid van de gereflecteerde golven nog een tijd lang naklinken. Dit verschijnsel, dat men nagalm noemt, is door zijn invloed op de verstaanbaarheid en de klank van de muziek van het grootste belang voor de acoustiek van een zaal.

Waarom maakt men nu de nagalm niet zoo klein, dat geen reflectie van geluid plaats heeft? Voor spraak zou dit toch uitmuntend zijn?

Ten eerste is dit doel niet zoo gemakkelijk te bereiken; bovendien wordt het geluid bij gegeven vermogen van de geluidsbron dan veel zwakker, zooals men zelf kan constateeren door bijv. naar een violist te luisteren in een zaal en in de open lucht. Tenslotte zijn er psychologische en aesthetische gronden, waarom wij voor muziek een bepaalde nagalm verlangen. Bekend is het rollen van een

orgeltoon in de gewelven van een gotische kathedraal.

Wij moeten dus zoeken naar een compromis tusschen twee effecten:

bij een lange nagalmtijd wordt de spraak luid maar onverstaanbaar;

bij een korte nagalmtijd wordt het geluid noch voldoende versterkt door reflecties noch gelijkmatig over de ruimte verdeeld.

Vastgesteld is, dat de beste nagalmtijd voor groote zalen ongeveer 2 seconden bedraagt, terwijl voor kleine zalen, waar het geluid niet zoo veel hoeft te worden versterkt, 1 sec de beste waarde is.

### De proeven van Sabine

Reeds in het midden van de vorige eeuw was het belang van de nagalm voor de acoustiek van een zaal bekend. Men wist ook wel, dat de nagalm afhankelijk was van het volume van de zaal en de stand van de begrenzende wanden, maar men wist niet, hoe die afhankelijkheid was. Soms bouwde men een zaal met goede acoustiek en dan gaf een copie van een dergelijke zaal op iets grootere of kleinere schaal onverwacht een slecht resultaat. Bovendien was bovenstaande wetenschap niet voldoende in de architectenwereld doorgedrongen. Daar geloofde men in bepaalde aesthetische verhoudingen voor zaal-afmetingen, die dan de zaalacoustiek goed zouden maken. Het duurde tot ongeveer 1900, eer een quantitatief inzicht in het verschijnsel van de nagalm verkregen werd door de proeven van den Amerikaanschen natuurkundige Sabine en het

duurde zeker nog wel 25 jaar, eer er bij het bouwen rekening met dit inzicht werd gehouden.

Sabine kreeg de opdracht een zaal met slechte acoustiek te verbeteren door de nagalmtijd te verkorten. Om dit te kunnen doen wilde hij een verband vinden tusschen de verschillende groot-heden, die de nagalmtijd beïnvloeden, nl. het volume van de ruimte, het oppervlak en de absorptie van de wanden. Hiertoe mat hij met een orgelpijp en een chronograaf de nagalmtijd van verschillende zalen van Harvard University. Voor de nagalmtijd nam hij de tijd, die verliep tusschen het afzetten van de geluidsbron, nadat een stationnaire geluidsterkte was bereikt en het onhoorbaar worden van de orgeltoon. Hij vond toen, dat deze nagalm recht evenredig is met het volume van de zaal en dat in het algemeen de kromming van de wanden en hun onderlinge ligging geen merkbare invloed op de nagalm hebben.

Door het inbrengen van stoelkussens uit een schouwburg wist hij de nagalm van een bepaalde ruimte geleidelijk terug te brengen van 5,35 sec op 1,14 sec. Hij verkreeg hier een verband tusschen de nagalmtijd en het aantal meters ingebrachte stoelkussens. Later werd die maat omgezet in vierkante meters stoelkussens en nog later in vierkante meters open raam, nadat hij in een stille nacht nagegaan had, dat de absorptie van een open raam evenredig was met de opening en gevonden had, dat zijn kussens 80% absorbeerden van wat dezelfde oppervlakte open raam absorbeert. Door een open raam gaat namelijk al het opvallend geluid naar buiten. Sabine noemde nu het getal 0,8 de absorptiecoëfficiënt. Dit getal, kleiner dan 1, geeft dus aan, welk gedeelte van 1 m<sup>2</sup> open raam dezelfde absorptie heeft als 1 m<sup>2</sup> van de beschouwde stof. Met andere woorden, dit getal is de verhouding tusschen geabsorbeerd en opvallend geluid. Sabine wist nu door metingen in zalen met verschillende wandbekledingen de daarbij behorende absorptiecoëfficiënten te bepalen. Hierbij moest hij ook rekening houden met de absorptie van geluid door de toehoorders, die per persoon ongeveer overeenkomt met 0,5 m<sup>2</sup> open raam.

Door combinatie van al deze metingen kreeg hij experimenteel het nu zeer bekende verband:

$$T = 0,16 \frac{V}{\sum a_i S_i}, \dots \dots (1)$$

waarin  $T$  de tijd is, die verloopt tusschen het afzetten van de geluidsbron en het dalen van de geluidsterkte tot onhoorbaarheid;  $V$  is het volume van de ruimte,  $S_i$  het oppervlak van een gedeelte

wand en  $a_i$  de bijbehorende absorptiecoëfficiënt.  $\sum a_i S_i$  is dan over alle wanden en andere absorptie-oorzaken (zooals toehoorders) genomen, elk met zijn eigen absorptiecoëfficiënt.

Gezien de gecompliceerdheid van het nagalmverschijnsel is de formule van Sabine buiten-gewoon eenvoudig. Het is opvallend, dat de nagalm onafhankelijk is van de vorm van de zaal en van de aard der verdeeling der absorbeerende oppervlakken over de zaalwanden en van de plaats van geluidsbron en waarnemer. Juist deze eenvoud maakt de formule van Sabine zoo nuttig voor het berekenen van de nagalmtijd van een zaal uit de afmetingen en de bekende absorptiecoëfficiënten van de wandmaterialen of voor het bepalen van absorptiecoëfficiënten uit nagalmmetingen, zooals reeds Sabine in de boven beschreven proeven met stoelkussens deed.

Uit de verg. (1) zien we onmiddellijk, dat als er geen absorptie is ( $a = 0$ ), de nagalmtijd oneindig is, wat ook zonder formule wel duidelijk is.

Indien het geheele wandvlak uit volledig absorbeërend materiaal bestond, equivalent met „open raam”, zouden geen reflecties plaats vinden en de nagalmtijd zou nul moeten zijn. Dit resultaat wordt voor verg. (1) niet bevestigd;  $\sum a_i S_i$  wordt gelijk aan het oppervlak van de wand en niet oneindig groot, zoodat  $T$  niet willekeurig klein kan worden. Hieruit blijkt wel, dat de geldigheid van de formule van Sabine aan bepaalde grenzen gebonden is.

Wij willen later in dit artikel trachten de formule van Sabine uit de grondslagen van de geluidleer af te leiden. Hierbij zal duidelijk worden, dat verg. (1) alleen dan nauwkeurig geldt, wanneer de geluidsabsorptie zoo klein is, dat iedere golf vóór het uitsterven een groot aantal reflecties ondergaat. Wanneer dit niet het geval is, wordt de nagalm afhankelijk van de vorm van de zaal en van de verdeeling van de absorbeerende materialen. Toch is het mogelijk de formule van Sabine zoodanig te verbeteren, dat zij bij een eenigszins kubische vorm van de zaal en een gelijkmatige verdeeling van het absorbeerende materiaal ook voor sterk absorbeerende wanden geldig blijft.

### Meting van de nagalm

Voordat wij het nagalmverschijnsel theoretisch beschouwen, willen wij eerst iets mededeelen over het meten van de nagalmtijd.

Zooals reeds gezegd, deed Sabine dit met een orgelpijp en een chronograaf. Deze subjectieve metingen, die ook tegenwoordig nog wel gedaan worden, vereischen een groote mate van oefening.

Men zal vele metingen moeten doen en deze moeten middelen om een eenigszins betrouwbaar resultaat te krijgen.

De nauwkeurigheid van de metingen kan veel verbeterd worden, indien men beschikt over een gramfoon, een versterker met luidspreker, waarvan de intensiteit geregeld kan worden door een potentiometer, geijkt in decibels en een elektrische klok. Op de gramfoon zet men een plaat met zg. huiltone, die steeds blijft doorlopen. Dit is een toon, waarvan de frequentie over een klein gebied snel varieert. Zij wordt gebruikt om te voorkomen, dat staande trillingen in de meetruimte ontstaan, wat bij gebruik van een enkele frequentie zeker zou gebeuren en een slechte invloed op de meting zou hebben.

Men kan de schakeling nu zoo maken, dat de klok alleen loopt, als de luidspreker uitgeschakeld is. Men zet de potentiometer 60 db boven de hoorbaarheidsgrens<sup>1)</sup>, die men eerst heeft bepaald en schakelt de luidspreker in. Nu wacht men even tot de geluidsterkte stationnair is geworden, schakelt om, zoodat de luidspreker geen geluid meer geeft en de klok begint te lopen. Is de hoorbaarheidsgrens bereikt, dan schakelt men weer om, de luidspreker begint weer en de klok stopt. Dit kan men herhalen zoo lang men wil en de klok telt de gemeten nagalmtijden op. Men heeft dus slechts door het aantal metingen te delen om de gemiddelde nagalmtijd te krijgen. Men kan bij eenige oefening met deze methode wel een nauwkeurigheid van 5 à 10% bereiken.

Inplaats van de potentiometer op 60 db te zetten, kan men ook 50, 40 enz. db nemen. Men zal dan een lineair verband vinden tusschen deze getallen en de tijd, die verloopt, tot het geluid onhoorbaar wordt. De rechte lijn, die het beste bij deze punten aansluit, bepaalt dan de nagalmtijd.

Voor korte nagalmtijden geven deze subjectieve methoden slechte uitkomsten. Om de persoonlijke fouten uit te schakelen heeft men nu geheel automatisch werkende toestellen geconstrueerd om de nagalmtijden te meten. Tegenwoordig maakt men veel gebruik van registreerende meters met logarithmische schaal. Deze hebben het voordeel, dat zij niet alleen de nagalmtijd, maar het geheele verloop van de nagalm registreeren, waardoor het mogelijk wordt de nagalmtijd met meer overleg te bepalen. Bovendien kunnen uit het verloop van de nagalm conclusies getrokken worden over de acoustische eigenschappen van de gemeten ruimte.

Dit zullen we even verduidelijken aan de hand van drie krommen, die met een logarithmische voltmeter zijn geregistreerd. De eerste kromme (fig. 1) is een

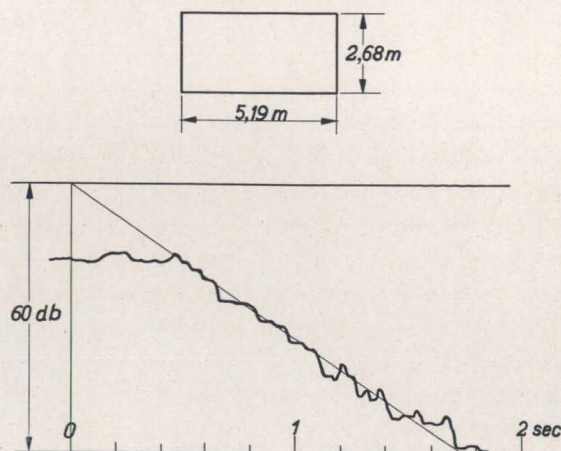


Fig. 1. Registratie van de geluidsintensiteit in een kamer als functie van de tijd. De nagalmtijd bedraagt 1,75 sec. Daarboven een verticale doorsnede van de kamer.

normale nagalmkromme, die zich met talrijke kleine fluctuaties goed aansluit bij een rechte lijn. De nagalmtijd is 1,75 sec. De tweede kromme, fig. 2, werd opgenomen, nadat dempend materiaal in de kamer gebracht is op de vloer en langs de wanden, maar slechts tot halve hoogte. We kunnen hier niet meer van één nagalmtijd spreken. De kromme bestaat uit twee in elkaar overgaande gedeelten. Het eerste geeft een nagalmtijd van 0,6 sec, het tweede van 1,75 sec; deze laatste tijd behoort bij de bovenste helft van de kamer. De nagalmtijd, die volgens verg. (1) bij gelijke absorptiecoëfficiënt wordt bepaald door de verhouding  $V/A$  is dezelfde als in fig. 1, omdat  $V/A$  dezelfde waarde voor deze

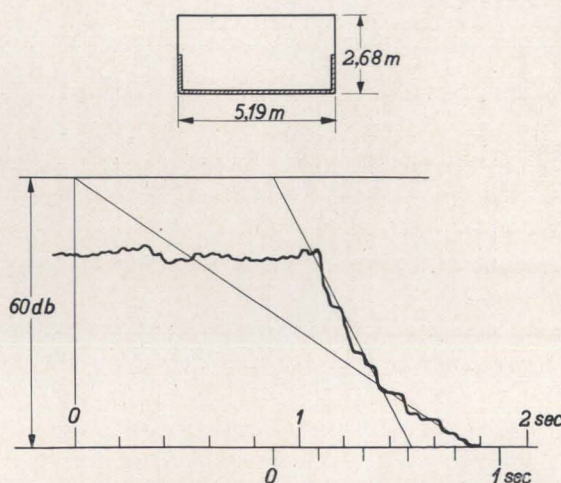


Fig. 2. Registratie van de geluidsintensiteit in dezelfde kamer, terwijl de onderste helft met absorberend materiaal bekleed is, zooals in de doorsnede is aangeduid. In de registratie-kromme ziet men nu twee nagalmtijden, welke behooren bij de beide gedeelten van de kamer.

<sup>1)</sup> Waarom juist 60 db gekozen worden, wordt later in dit artikel uiteengezet.

helft heeft als in de eerste opname voor de geheele kamer. De korte nagalmtijd is die van het gedempte gedeelte. We zien dus uit deze opname, dat als het dempingsmateriaal zoo ongelijkmatig verdeeld wordt als hier, de nagalm niet enkelvoudig exponentieel verloopt, maar uit twee aaneensluitende exponentieele stukken bestaat. In de figuren zijn dit rechte lijnen, omdat de intensiteitschaal logaritmisch gemaakt is.

In de derde opname is de deur van de kamer wijd open gezet en door een schuin gezet scherm gezorgd, dat het geluid, dat door de deur gaat, niet onmiddellijk in de kamer terugkomt. De nagalmtijd van het ondergedeelte van de kamer is nu nog korter geworden, nl. 0,2 sec, omdat bij de absorptie van het ingebrachte materiaal nog die van de open deur komt; de andere nagalmtijd is eerder iets langer geworden, omdat het geluid, dat in de gang komt, nadat het heen en weer gegaan is tot het eind, weer de kamer binnen komt en dan weer door de deur naar de gang gaat. Dit gebeurt herhaalde malen, tot het geluid uitgestorven is. Zoo komt dus de nagalmtijd van de gang ook in de kromme tot uiting, en deze is iets langer dan die van de kamer. De overgang tusschen beide gedeelten van de nagalmkromme is hier veel scherper dan in fig. 2.

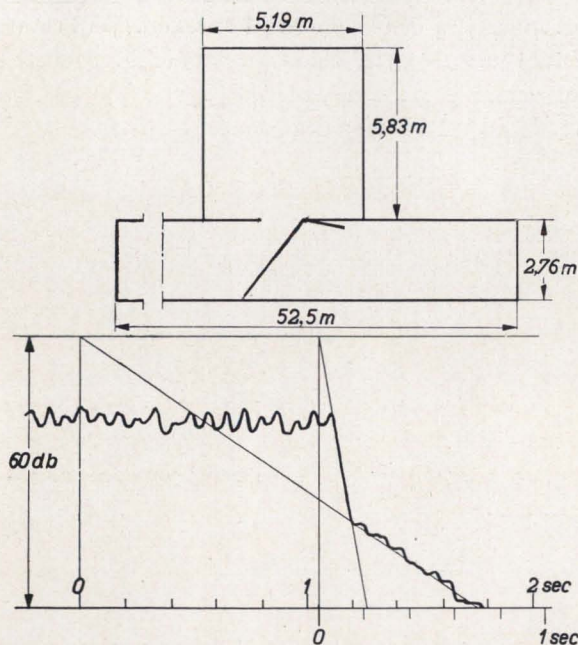


Fig. 3. Registratie van de geluidsintensiteit in dezelfde kamer met deur naar de gang open, volgens de daarboven geteekende plattegrond. In de registratiekromme ziet men de korte nagalmtijd van de kamer zelf en de lange nagalmtijd van de gang. Inderdaad heeft men de indruk, dat de laatste galm de kamer binnenkomt van de gang uit.

De geregistreerde nagalmkrommen zijn verkregen door het geluid op te vangen met een microfoon, waarvan de wisselspanning na versterking door de

zooeven reeds genoemde registreerende meter wordt opgeteekend op een film van 35 mm breedte, die speciaal voor mechanische opteekening is gemaakt. Bij deze opnamen was de filmsnelheid 25 mm per seconde en de schrijfsnelheid 600 db per seconde, d.w.z. de maximale snelheid, waarmee de schrijfnaald beweegt, is zoodanig, dat zij in 1 seconde in de richting van de intensiteitschaal 30 cm zou kunnen afleggen; daar op deze schaal 60 db op 3 cm worden weergegeven, beteekent dit 600 db/sec. Het principe van deze registreerinrichting berust in het algemeen op een versterker met potentiometer, die mechanisch zoodanig bediend wordt, dat de uitgangsspanning van de versterker constant blijft. Als dus de ingangsspanning daalt of stijgt, wordt de potentiometer mechanisch bijgeregeld, zoodat de uitgangsspanning steeds gelijk blijft. De mechanische regelinrichting drijft tegelijkertijd de schrijfstift aan en zorgt hierbij, dat over voldoende schrijfkracht en schrijfsnelheid beschikt wordt.

Van deze registraties kunnen zoo noodig fotografische afdrukken in onbeperkt aantal worden gemaakt.

Eenige jaren geleden is een nieuwe belangrijke methode ontwikkeld, om de nagalm te meten van concertzalen, met publiek gevuld, zonder dat hiervoor andere maatregelen genomen moeten worden dan die, welke noodig zijn om muziek door de radio uit te zenden. Men kan in de partituur van een uit te zenden muziekstuk gedeelten opzoeken, waar de muziek plotseling afbreekt op een voldoende hoog geluidsniveau en een voldoende lange rustperiode volgt. Men kan nu een radiotoestel voor het registreerapparaat schakelen en even voor de aanvang van de rustperiode beginnen te registreren. Tijdens de rust registreert men dan het uitstervende geluid en dus de gemiddelde nagalmtijd onder de omstandigheden, waaronder de zaal in de practijk gebruikt wordt. Op deze wijze kan men de acoustische eigenschappen van zalen onderzoeken met behulp van een opstelling, die niet van geval tot geval verplaatst behoeft te worden.

Wil men de nagalmtijd als functie van de frequentie meten op deze wijze, dan moet de uitgangsspanning van het radiotoestel gefilterd worden, zoodat slechts een kleine frequentieband in het registreerapparaat komt. Door opeenvolgende octaafilters te gebruiken (dat zijn filters, die slechts een octaaf doorlaten), kan men het geheele verloop van de nagalmtijd als functie van de frequentie opnemen. Het blijkt dan, dat de nagalmtijd practisch nooit geheel frequentie-onafhankelijk is en meestal naar de lage frequenties toe grooter wordt.

### Theoretische behandeling van de nagalm

Gezien de belangrijkheid van de formule van Sabine is het niet te verwonderen, dat herhaaldelijk pogingen zijn en worden aangewend om deze formule af te leiden. Het nut van deze beschouwingen is dan, dat men telkens weer beter probeert in te zien, wat de geldigheidsgrenzen van de wet van Sabine zijn. We zullen hier een eenvoudige afleiding van de wet van Sabine geven voor een geidealiseerd geval.

Veronderstellen we een ruimte te hebben met harde, het geluid absoluut reflecterende, wanden. We laten nu tijdelijk een geluidsbron werken en zetten deze stop. Na eenigen tijd is het waarschijnlijk, dat de ruimte door herhaalde reflecties gelijkmatig met geluid gevuld is, als tenminste de vorm van de ruimte niet zoodanig regelmatig is, dat het geluid in speciale banen blijft lopen.

Om dit in te zien willen wij aan de hand van fig. 4

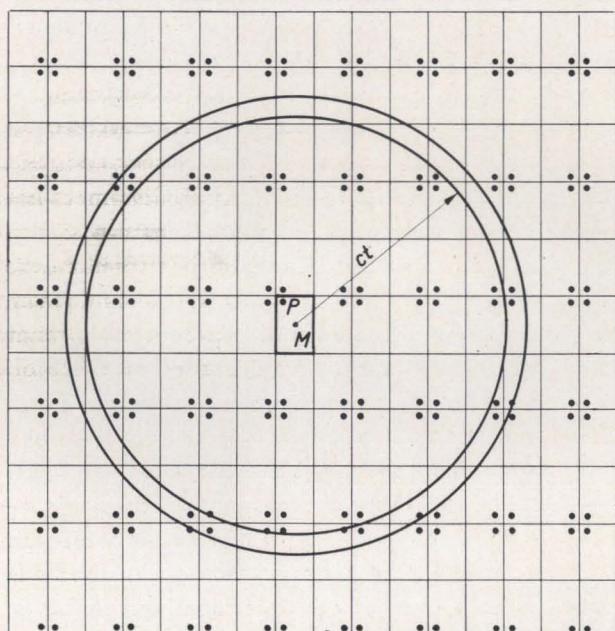


Fig. 4. Reflecties van een geluidsimpuls, die van  $P$  uitgaat, in een kamer met volkomen spiegelende wanden. Tusschen  $t$  en  $t + \Delta t$  hoort men in  $M$  het geluid van alle virtueele geluidsbronnen, die tusschen de twee cirkels liggen. Op deze wijze wordt het geluid voortdurend gelijkmatiger verdeeld.

nagaan, hoe het opvullen van de ruimte met geluid gebeurt. Het vakje in het midden stelt een rechthoekige kamer voor met zonder absorptie spiegelend reflecterende wanden en een geluidsbron  $P$ . Wij vragen naar de geluidsterkte in een willekeurig punt  $M$  van de kamer tusschen de tijden  $t$  en  $t + \Delta t$ . Het directe geluid is afkomstig van  $P$ ; het één of meermalen gereflecteerde geluid is afkomstig van de spiegelbeelden van  $P$ , die in de figuur door kleine stippen zijn aangeduid. Indien bijv. op het tijdstip  $t = 0$  een geluidsimpuls van  $P$

was uitgegaan (schot van een pistool), dan hoorde men tusschen  $t$  en  $t + \Delta t$  in  $M$  de impulsen van die virtueele geluidsbronnen, die in de bolschil tusschen  $ct$  en  $c(t + \Delta t)$  liggen, waarbij  $c$  de geluidssnelheid is. Het volume van deze bolschil neemt evenredig met het kwadraat van de tijd toe en hetzelfde geldt dus voor het gemiddelde aantal virtueele geluidsbronnen in de schil. Zooals blijkt uit de figuur, vormen de virtueele geluidsbronnen in de ruimte een regelmatig patroon, zoodat zij gemiddeld gelijkmatig over de bolschil verdeeld zullen zijn. Natuurlijk bestaan altijd toevalsfluctuaties om de waarschijnlijkste waarde, zoowel in het aantal virtueele geluidsbronnen als in de verdeling daarvan over de bol. Deze fluctuaties worden echter voortdurend kleiner, naarmate het aantal grooter wordt. Het gemiddelde aantal virtueele geluidsbronnen, dus de gemiddelde intensiteit, is onafhankelijk van de plaats van  $M$  in de ruimte en de geluidsgolven lopen gemiddeld even sterk in alle richtingen.

De ruimte is nu gevuld met een energie  $VE_0$ , als  $V$  het volume is en  $E_0$  de overall even groote energie per  $\text{cm}^3$ . Nu maken we een gat in de wand met oppervlakte  $A$ . Hierdoor zal alle energie ten slotte wegstroomen. De energie, die per seconde  $1 \text{ cm}^2$  van de opening treft is  $cE/4$ . (zie bewijs kleine letter); op de geheele opening valt dan  $cEA/4$ . Dit is dus gelijk aan de afname van de totale energie per seconde, daar alles, wat de opening treft, verloren gaat, dus:

$$\frac{d(VE)}{dt} = -\frac{cEA}{4} \quad \dots \quad (4)$$

De oplossing hiervan is

$$E = E_0 e^{-\frac{cA}{4V}t} = E_0 10^{-0,434 \frac{cA}{4V}t}.$$

Om nu een bepaalde nagalmtijd  $T$  te vinden nemen wij aan, dat de nagalm onhoorbaar wordt, wanneer de energiedichtheid van het geluid met een factor  $f$  kleiner geworden is. Dus

$$\left. \begin{aligned} 10^{0,434 \frac{cA}{4V} \cdot T} &= f, \\ T &= \frac{4V}{cA} \frac{\lg f}{0,434} = 0,0268 \lg f \frac{V}{A}, \end{aligned} \right\} \dots \quad (5)$$

terwijl Sabine

$$T = 0,16 \frac{V}{A}$$

gevonden had.

Wij zien dus, dat het resultaat van de proeven van Sabine goed overeenstemt met de onderstelling,

dat de nagalm onhoorbaar wordt, wanneer de energiedichtheid met een bepaalde factor is afgenomen. Uit de beide vergelijkingen (5) volgt met goede benadering:

$$\lg f = 6; \quad f = 1\,000\,000.$$

De energiedichtheid neemt dus tot het onhoorbaar worden op een miljoenste van zijn oorspronkelijke waarde af, dus met 60 decibel. De geluidsdruk varieert evenredig met de wortel uit de energiedichtheid en neemt dus tijdens de nagalm op een duizendste gedeelte van zijn oorspronkelijke waarde af.

Uit den aard der zaak wordt de nagalm door de eene waarnemer iets langer gehoord dan door de andere. Voor fysieke metingen is echter de tijd, hoorende bij een afname van de intensiteit met 60 db, algemeen als nagalmtijd aangenomen.

**Afleiding van de formule  $cE/4$  voor de energiestroom op de eenheid van oppervlakte**

In een volume  $dV$  (fig. 5) bevindt zich een energie  $EdV$ . Het gedeelte hiervan, dat het oppervlak  $dS$  treft, ligt in de

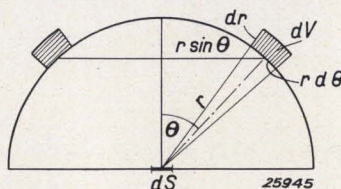


Fig. 5. Afleiding van de energiestroom door de oppervlakte-eenheid.

ruimtehoek  $d\Omega$ , onder welke van uit  $dV$  het oppervlak  $dS$  wordt gezien. Deze ruimtehoek is gegeven door

$$d\Omega = \frac{\cos \theta \, dS}{r^2},$$

als  $r$  de afstand is tusschen  $dV$  en  $dS$  en  $\theta$  de hoek tusschen de normaal op  $dS$  en de verbindingslijn tusschen  $dV$  en  $dS$ . We gaan uit van de veronderstelling, dat van uit  $dV$  de energie gelijkmatig in alle richtingen stroomt. Van de energie  $EdV$ , die zich op een gegeven tijdstip in  $dV$  bevindt, zal op het oppervlak  $dS$  de hoeveelheid  $EdV \frac{\cos \theta \, dS}{4\pi r^2}$  terecht komen.

Alle volume-elementen, waarvan de verbindingslijn met  $dS$  een hoek  $\theta$  met de normaal op  $dS$  maken, liggen nu in een torus, waarvan de doorsnede is  $r d\theta \cdot dr$  en de groote cirkel een omtrek heeft van  $2\pi r \sin \theta$ . Dus  $dV = 2\pi r \sin \theta \cdot r \, d\theta \cdot dr$ . De energie, die uit  $dV$  op  $dS$  valt, is dus:

$$E \cdot \frac{\cos \theta \, dS}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r^2 \sin \theta \, d\theta \, dr = \frac{E}{2} \cdot \sin \theta \cos \theta \, d\theta \, dr \, dS.$$

De totale energie, die  $dS$  ontvangt in een tijd  $dt$ , komt van een halve bol met straal  $cdt$ , als  $c$  de geluidssnelheid is:

$$E_{\text{tot}} = \frac{E}{2} \, dS \int_0^{cdt} dr \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \, d\theta = \frac{Ec}{4} \cdot dS \, dt.$$

Per seconde valt dus op  $1 \text{ cm}^2$   $\frac{Ec}{4}$  aan energie.

## De geluidsversterking door nagalm

Zooals reeds is gezegd, is een zekere hoeveelheid nagalm gewenscht, omdat hierdoor bij gegeven vermogen van de geluidsbron de geluidsterkte verhoogd wordt. Om deze versterking na te gaan maken wij gebruik van het in het voorafgaande paragraaf berekende totale geabsorbeerde vermogen:

$$\frac{cEA}{4} = \frac{cE}{4} \sum a_i S_i.$$

Dit vermogen is in de evenwichtstoestand gelijk aan het uitgestraalde vermogen  $P$  van de geluidsbron. De energiedichtheid in de ruimte, die de geluidsterkte bepaalt, is dus in evenwicht:

$$E = \frac{4P}{c \sum a_i S_i}.$$

Nu is volgens de formule van Sabine:

$$\frac{1}{\sum a_i S_i} = \frac{T}{0,16 V}, \text{ zoodat de energiedichtheid:}$$

$$E = \frac{4}{0,16 c} \cdot \frac{P}{V} T = 0,072 \frac{P}{V} T.$$

De geluidsintensiteit is dus evenredig met het vermogen per eenheid van volume en met de nagalmtijd. Voor zeer korte nagalmtijden geldt deze formule natuurlijk evenmin als de formule van Sabine; de geluidsterkte wordt niet nul, maar gaat over in de sterkte van het directe geluid.

## Afwijkingen van de formule van Sabine

Bij onze voorgaande afleiding was de meest essentiële onderstelling, dat de ruimte gelijkmatig met geluid gevuld is. In de praktijk beteekent dit, dat de absorptie zoo klein moet zijn, dat een groot aantal reflecties noodig is om het geluid te doen uitsterven. Wanneer dit niet het geval is, wanneer bijv. het geheele geluid geabsorbeerd wordt, zoodat in het geheel geen reflectie plaats vindt, dan treden afwijkingen van de formule van Sabine op. Dit werd reeds bij bespreking van de proeven van Sabine aangetoond.

Om nu een verfijnde theorie van de absorptie op te stellen, willen wij een geluidstraal op zijn weg volgen. Deze geluidstraal zal wegen  $l_1, l_2 \dots l_n$  van verschillende lengte afleggen tusschen elke twee opeenvolgende reflecties aan een wand, waarbij telkens geluid wordt geabsorbeerd. Voor het gemak van de rekening werken we nu met een gemiddelde  $l$ , de zg. gemiddelde vrije weglengte van het geluid. We kunnen nu de rekening het beste volgen aan een voorbeeld. Stel we hebben een zaal met een

vrije weglengte van 20 meter en een absorptiecoëfficiënt op alle wanden van 0,50. Per seconde legt het geluid een weg van 340 m af, waarbij  $340/20 = 17$  reflecties plaats vinden. Bij elke reflectie blijft 0,50 van de oorspronkelijke geluidsintensiteit over, dus na  $n$  reflecties  $0,50^n$ . Om onhoorbaar te worden, moet dit afgezaakt zijn tot  $10^{-6}$ . Hieruit kunnen we  $n$  bepalen:  $0,50^n = 10^{-6}$  geeft  $n = 20$ . Het totaal aantal reflecties is dus 20 en er zijn 17 reflecties per sec. De nagalmtijd is dus  $20/17 = 1,18$  sec.

De in bovenstaande theorie gebruikte gemiddelde vrije weglengte  $l$  is in de eerste plaats afhankelijk van de verhouding  $V/A$  van het volume van de zaal tot het reflecteerende oppervlak. Indien het aantal reflecties voldoende groot is, wordt de vrije weglengte, onafhankelijk van de vorm van de zaal:

$$l = \frac{4V}{A} \text{ (bewijs zie kleine letter) } \quad \cdot \cdot \quad (6)$$

In het bovenstaande voorbeeld is dus  $4 V/A = 20$  meter. Nu deze verhouding bekend is, kunnen wij ook de formule van Sabine op het boven behandelde voorbeeld toepassen en vinden:

$$T = 0,16 \frac{V}{\sum \alpha_i S_i} = 0,16 \frac{V}{0,5 A} = 0,08 \cdot \frac{4V}{A} = 0,08 \cdot 20 = 1,6 \text{ sec.}$$

We zien dus, dat dit nogal verschilt van de boven berekende 1,18 sec.

Het is dus duidelijk, dat de boven gegeven beschouwing verschilt van de berekening volgens de formule van Sabine. Wanneer we nu deze beschouwing in algemeene termen herhalen, dan moeten wij dus een andere formule voor de nagalm verkrijgen. De nagalmtijd is nu het totaal aantal reflecties  $N$ , gedeeld door het aantal reflecties per sec ( $n$ ), en het laatste aantal is de geluidssnelheid, gedeeld door de gemiddelde vrije weglengte, dus

$$n = \frac{c}{4 V/A} = \frac{cA}{4V}.$$

Het totaal aantal reflecties  $N$  vinden we uit  $(1 - a)^N = 10^{-6}$ , als  $a$  de absorptiecoëfficiënt is, dus:

$$N = \frac{-6}{\lg(1 - a)} = \frac{-6 \ln 10}{\ln(1 - a)}.$$

Dit combineerende vinden we dus:

$$T = \frac{N}{n} = \frac{N \cdot 4V}{cA} = \frac{24 \ln 10}{c} \cdot \frac{V}{-A \ln(1 - a)} = 0,16 \frac{V}{-A \ln(1 - a)} \quad \cdot \cdot \cdot \quad (7)$$

Voor kleine waarden van  $a$  gaat deze formule over in de oorspronkelijke formule van Sabine:

$$T = 0,16 \frac{V}{aA}.$$

We hebben bij deze afleiding een uniforme waarde van de absorptiecoëfficiënt genomen. We kunnen wel inzien, dat, als deze coëfficiënt overal een weinig verschilt, we in de noemer inplaats van  $-A \ln(1 - a)$  moeten nemen  $\sum -S_i \ln(1 - \alpha_i)$ .

Het praktische belang van verg. (7) is nu, dat er uit blijkt, dat minder absorbeërend materiaal noodig is om een bepaalde (kleine) nagalmtijd te verkrijgen, dan men volgens de oude formule zou verwachten, omdat bij een bepaalde waarde van  $a$

$$-\ln(1 - a) = \frac{a}{1} + \frac{a^2}{2} + \frac{a^3}{3} \dots > a,$$

dus de noemer dezelfde waarde heeft voor kleinere waarden van  $A$  resp. van de  $S_i$ .

#### Afleiding van de formule voor de gemiddelde vrije weglengte

Laten we de formule eerst afleiden voor het speciale geval van een bol met geluidsbron  $B$  in de wand en spiegelende reflectie (fig. 6). Elke geluidstraal, die onder een hoek  $\alpha$

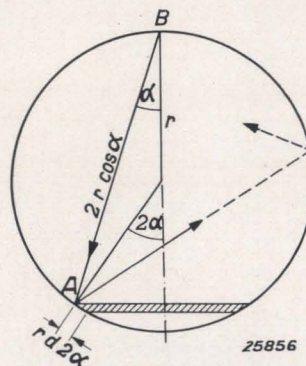


Fig. 6. Afleiding van de gemiddelde vrije weglengte.

met de middellijn uit  $B$  weggaat, zal na reflectie in een punt  $A$  weer een hoek  $\alpha$  maken met de middellijn door  $A$ . Dit zal zich telkens herhalen. Elke straal houdt zijn oorspronkelijke lengte. We kunnen dus middelen over alle koorden, van  $B$  uitgaande, en zullen dan het juiste antwoord krijgen. We nemen nu aan, dat de geluidsbron straalt volgens de cosinuswet van Lambert. In dit geval is de hoeveelheid direct geluid per eenheid van oppervlak aan alle plaatsen van de bolvormige wand even groot. (Wij herinneren aan de bol volgens Ulbricht, waarin om dezelfde reden ieder element van het oppervlak even sterk verlicht wordt door het licht, dat van een willekeurig element van het oppervlak uitgestraald wordt.)

Het aantal geluidstralen, dat van uit  $B$  een hoek  $\alpha$  met de middellijn maakt, is gelijk aan het ringvormig oppervlakje:  $2\pi r \cdot \sin 2\alpha \cdot r d(2\alpha)$ . Vermenigvuldigen we dit met de lengte van de koorde  $2r \cos \alpha$ , dan geeft dit  $16\pi r^3 \sin \alpha \cos^2 \alpha d\alpha$ . Laten we nu  $\alpha$  loopen van 0 tot  $\pi/2$  en deelen door  $4\pi r^2$ ,

dan hebben we de gemiddelde lengte van de geluidstralen uit  $B$ . Dit is

$$l = \int_0^{\pi/2} \frac{16 \pi r^3 \sin \alpha \cos^2 \alpha d\alpha}{4 \pi r^2} = \frac{16/3 \pi r^3}{4 \pi r^2} = \frac{4}{3} V \cdot \cdot (6)$$

We kunnen de formule (6) ook op een algemeene wijze afleiden met een beschouwing uit de kinetische gastheorie. Deze volgende afleiding geldt echter alleen, wanneer wij mogen aannemen, dat de ruimte gelijkmatig met geluid gevuld is. We hebben even tevoren afgeleid, dat de energie, die per seconde op  $1 \text{ cm}^2$  valt, in dit geval  $Ec/4$  bedraagt. Dezelfde afleiding levert voor een gas, waarin het aantal deeltjes per  $\text{cm}^3$   $n$  is, voor het aantal deeltjes dat per sec  $1 \text{ cm}^2$  treft,  $nc/4$ . Het aantal deeltjes, dat per sec. op een oppervlak  $A$  valt, is dan  $ncA/4$ . Beschouwen we een hypothetisch oppervlak, dat in het gas een volume  $V$  omvat. Nemen we aan, dat de deeltjes zich rechtuit bewegen, dus niet met elkaar botsen en dat de gemiddelde weg van elk deeltje binnen het volume  $l$  is en zijn snelheid  $c$ , dan verblijft elk deeltje  $l/c$  seconden in het volume  $V$ . Vermenigvuldigen we nu het aantal deeltjes, dat per sec het oppervlak treft, met deze gemiddelde verblijftijd in het volume, dan moet dit juist het totale aantal deeltjes in het volume zijn. Dit levert ons

$$\frac{ncA}{4} \cdot \frac{l}{c} = Vn \quad \text{of} \quad l = \frac{4}{3} V.$$

Bij een voldoende aantal reflecties geldt verg. (6) voor de gemiddelde vrije weglengte dus heel algemeen. Indien echter de vorm van de kamer of de ligging van de geluidsbron niet zeer speciaal is, zoodat de gemiddelde afstand van de geluidsbron naar de wand reeds eenigszins met  $l$  overeenkomt, dan zullen wij de verg. (6) ook voor een klein aantal reflecties kunnen gebruiken, zoals boven voor de bolvormige ruimte werd aangetoond.

### Absorptie door de lucht

Wij hebben in het voorgaande alleen gesproken over de absorptie aan de wanden. Voor de hoogere frequenties is er ook nog een volume-absorptie, d.w.z. bij zeer hoge frequenties wordt door de luchtmoleculen zelf ook nog energie uit de geluidsgolven geabsorbeerd. In de laatste jaren is gevonden, dat deze absorptie in de lucht sterk afhankelijk is van de vochtigheid van de lucht.

De invloed van de waterdamp schijnt erop te berusten, dat hij de rol speelt van een katalysator voor de verdeling van de energie over de bewegingsmogelijkheden van de moleculen. De absorptie bereikt een maximum bij een bepaald klein percentage waterdamp, dat afhankelijk is van de frequentie. Boven en beneden dit percentage waterdamp neemt de absorptie sterk af. Als we de absorptiecoëfficiënt per meter voor vlakke golven met  $m$  aanduiden, komt in de noemer van de formule voor de nagalmtijd een term  $4mV$  te staan, die betrekking heeft op de volume-absorptie. Een soortgelijke afleiding als die van verg. (7) geeft dan:

$$T = \frac{0,16 V}{4mV - S \ln(1 - \alpha)}.$$

Hierbij is  $m$  een functie van frequentie en vochtigheid. Voor frequenties beneden 1000 Hz is  $m$  zoo klein, dat hij kan worden verwaarloosd bij alle vochtigheidsgraden, maar boven 5000 Hz kan deze eerste term in de noemer zelfs grooter worden dan de tweede. Bij frequenties, die boven de hoorbaarheidsgrens vallen, wordt de tweede term ten opzichte van de eerste verwaarloosd. Voor deze frequenties wordt de nagalmtijd in een redelijk groote ruimte onafhankelijk van het volume en het oppervlak van de ruimte.

### Nagalmtijd en verstaanbaarheid

Uit de voorafgaande beschouwingen hebben we gezien, dat de geluidsterkte exponentieel afneemt, nadat de geluidsbron is gestopt. Het is plausibel, dat het aangroeien van de geluidsterkte vanaf het inzetten van de geluidsbron ook exponentieel zal gebeuren. Hiervan willen we gebruik maken om het in de inleiding uiteengezette verband tusschen nagalmtijd en verstaanbaarheid te verduidelijken.

Fig. 7 geeft aan het aangroeien en uitsterven van geluid in een ruimte met een nagalmtijd van 2 sec. Het geluid bestaat uit gesproken lettergrepen, die elk 0,15 seconde duren en een tijdsinterval van

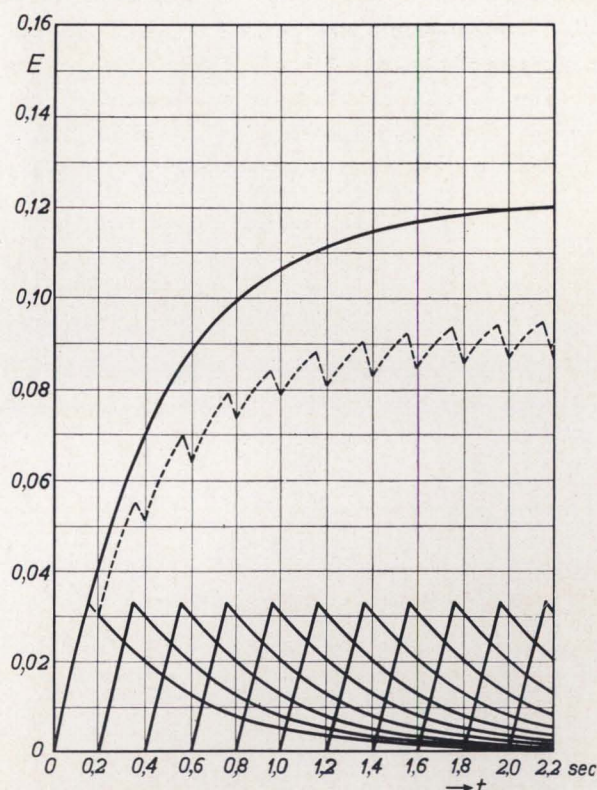


Fig. 7. Aangroeien en uitsterven van het geluid in een ruimte met een nagalmtijd van 2 sec. Het geluid bestaat uit lettergrepen, die een constante intensiteit hebben gedurende 0,15 sec, en die gescheiden zijn door rustpoozen van 0,05 sec. De intensiteit van de lettergrepen komt slechts weinig uit boven de gemiddelde galm. De verstaanbaarheid is dientengevolge slecht.

0,05 seconden van elkaar gescheiden zijn. In die tusschentijd is het stil. Onder in de grafiek zien we de intensiteit-tijd-krommen voor de individuele

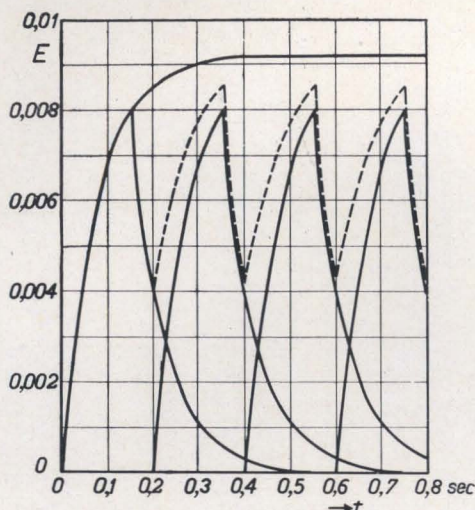


Fig. 8. Aangroeien en uitsterven van het geluid in een kamer met een nagalmtijd van 0,3 sec. De individuele lettergrepen zijn goed gescheiden van elkaar. De verstaanbaarheid is goed.

lettergrepen. Deze bestaan elk voor zich uit twee stukken van exponentieele krommen. De gestippelde kromme is de geïntegreerde intensiteit. De voluit getrokken bovenste kromme geeft aan de intensiteit, die door continue uitzending van geluid wordt verkregen. Uit de gestippelde kromme is duidelijk te zien, dat de individuele lettergrepen maar weinig boven het gemiddelde geluidsniveau uitkomen. We zien dus in, dat het geluid wel sterk

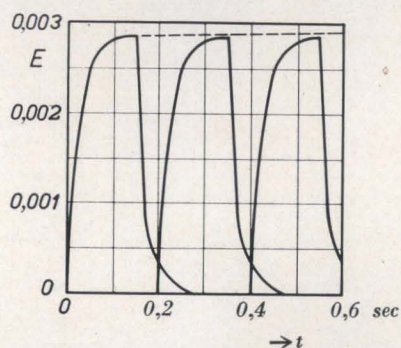


Fig. 9. Aangroeien en uitsterven van het geluid in een kamer met een nagalmtijd van 0,1 sec. De lettergrepen zijn overduidelijk sterk van elkaar gescheiden.

zal zijn, maar slecht verstaanbaar. Brengen we nu de nagalmtijd van deze ruimte naar beneden op 0,3 sec door het absorptievermogen te vergrootten (fig. 8). De intensiteit groeit niet meer zoo sterk aan, en er is voldoende fluctuatie om de lettergrepen duidelijk te doen uitkomen. Fig. 9 geeft het extreme geval, dat practisch geen nagalm bestaat. De maximale intensiteit is die van de individuele lettergrepen. In dit laatste geval is de spraak het beste te verstaan, maar de intensiteit is zwak. Een dergelijke ruimte noemen wij dood en vinden wij over het algemeen niet bruikbaar.

### Slotbeschouwingen

Wij willen de resultaten van het artikel kort samenvatten:

De belangrijkste grootte voor de acoustiek van een zaal is de nagalmtijd, die naar gelang van de afmetingen van de zaal 1 tot 2 sec moet bedragen. Deze waarde van de nagalmtijd kan reeds bij het ontwerp gewaarborgd worden door te zorgen voor een geschikte verhouding tusschen het volume van de zaal en het absorbeerende oppervlak. De nagalm kan berekend worden volgens de formules (1) of (7).

Indien een ruimte zeer langwerpig is of een onregelmatige vorm heeft, kan de berekening van de nagalm volgens de formules (1) of (7) zeer onnauwkeurige resultaten leveren. Vaak heeft men dan ook experimenteel niet met een bepaalde nagalmtijd te maken, maar bijv. met twee, zooals de in fig. 2 en 3 weergegeven registraties vertoonnen. Het geluid neemt eerst zeer snel af; het verdere uitsterven op een lager peil gebeurt dan echter veel langzamer. Wij zijn op dergelijke verschijnselen niet nader ingegaan, omdat zij niet zullen optreden bij een ruimte met een goede acoustiek. Voor een goede acoustiek is nl. noodzakelijk, dat de geluidsterkte overal in de zaal ongeveer even groot is, dus dat het geluid gelijkmatig over de geheele ruimte verspreid is. Dit was echter juist de onderstelling, welke gemaakt moest worden om de formule van Sabine af te leiden. Indien de acoustiek van een zaal goed is, dan is dus ook aan de formule van Sabine voldaan.

## STROOMREGULATORBUIZEN

door J. G. W. MULDER.

621.316.7

In dit artikel wordt nagegaan, hoe de stroomregelende functie van een regulatorbuis samenhangt met het verloop van de elektrische weerstand en de warmte-afgifte van een draad als functie van de temperatuur. De gunstigste regelkrommen kan men met een ijzerdraad in een verdunde waterstofatmosfeer verkrijgen. Verschillende uitvoeringsvormen van Philips-stroomregulatorbuizen worden besproken. Tenslotte wordt op enkele gezichtspunten ingegaan, die belangrijk zijn voor het toepassen van stroomregulatorlampen in elektrische installaties. Als voorbeeld wordt nagegaan, hoe de vermindering van de stroomfluctuaties bij een wolframlamp, een constante weerstand en een kooldraadlamp samenhangt met het spanningsverlies in de voorgeschakelde stroomregulatorbuis.

## Inleiding

Sinds tientallen jaren worden in de electrotechniek stroomregulatorbuizen toegepast, welke de taak hebben stroomfluctuaties te verminderen, die in elektrische schakelingen optreden tengevolge van variaties in de netspanning of tengevolge van veranderingen van de aangesloten belasting. Een dringende behoefte aan een dergelijke stroomregulator ontstond voor het eerst omstreeks 1900 voor het aansluiten van Nernstlampen op sterkstroomnetten. Het gloeilichaam van de Nernstlamp (thorium-oxyde) heeft een sterk negatieve temperatuurcoëfficiënt van de elektrische weerstand. Indien nu tengevolge van een kleine spanningstoename de stroomsterkte  $I = V/R$  iets groter wordt, dan vermindert tengevolge van de daarmee gepaard gaande temperatuurverhoging

de weerstand  $R$ , waardoor de stroomsterkte en de temperatuur verder oplopen. Indien in serie met de lamp heelemaal geen weerstand stond, zou de stroomsterkte tenslotte op een labiele wijze voortdurend aangroeien, totdat het gloeilichaam doorsmelt.

Om aan dit labiele gedrag te ontkomen werd in serie met de Nernstlamp een weerstand geschakeld, die juist op tegengestelde wijze met de temperatuur verandert als het gloeilichaam van de Nernstlamp. Reeds in 1899 werd gevonden, dat hiervoor bijzonder geschikt is een ijzerdraad in een waterstofatmosfeer. Het ijzer werd toegepast, omdat dit metaal de grootste positieve temperatuurcoëfficiënt van de weerstand heeft, terwijl het waterstofgas oorspronkelijk werd gekozen om het ijzer te beschermen tegen oxydatie. Later is gebleken, dat ook de hoge warmtegeleiding van het waterstofgas belangrijk was.

Als voorbeeld voor de werking van een stroomregulator zijn in *fig. 1* de stroom-spanningskarakteristieken van twee verschillende stroomregulatorbuizen weergegeven. In het voorbeeld *a*, dat als een normaal geval te beschouwen is, blijft de stroomsterkte nagenoeg constant bij een toename van de spanning op het drievoudige. In het voorbeeld *b* heeft men over een bepaald spanningsinterval zelfs een terugvallende karakteristiek, dus een afname van de stroomsterkte met toenemende spanning, en aan het eind van het regelgebied is de spanning 5-maal zoo groot als aan het begin van dit gebied.

In de loop der jaren is de Nernstlamp geheel vervangen door betere lichtbronnen. Stroomregulatorbuizen volgens het boven geschetste principe bleven echter bestaan en komen in nog steeds toenemende mate in gebruik voor zeer uiteenlopende toepassingen. Een in dit tijdschrift reeds genoemde toepassing vindt de ijzerdraadlamp bijv. als serie-weerstand van gasontladingslampen waar zij geheel

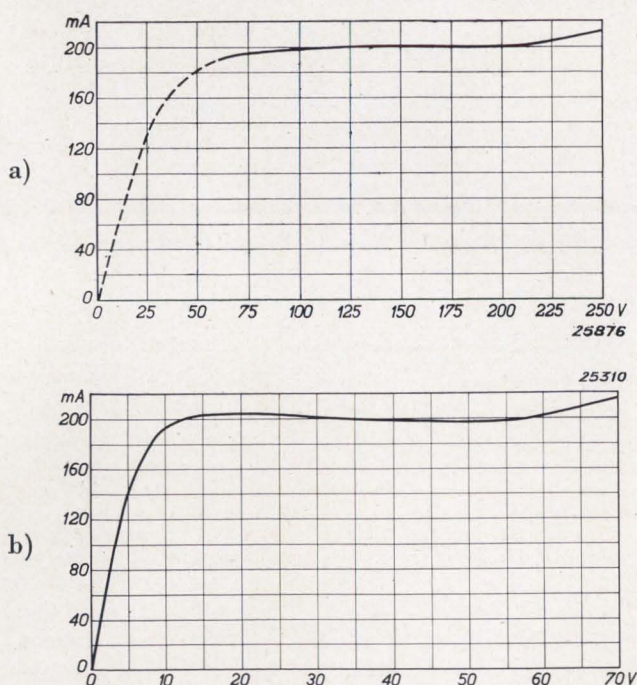


Fig. 1. Stroomsterkte door twee regulatorlampen als functie van de spanning.

a) Normaal type.

b) Type met uitzonderlijk groot regelgebied.

dezelfde functie moet vervullen als bij de Nernst-lamp. Maar ook in serie met gewone gloeilampen wordt soms een stroomregulatorlamp geschakeld, indien men met sterke schommelingen van de net-spanning rekening moet houden, zooals bijv. in het spoorwegbedrijf het geval kan zijn. Daarnaast staan andere toepassingen in de electrotechniek, zooals het constant houden van de gloeistroom van radiolampen of van de laadstroom van batterijen.

### Hoe ontstaat een vlakke stroom-spanningskarakteristiek?

Onderstellen wij, dat de draad over zijn geheele lengte dezelfde temperatuur heeft, dan kunnen wij het verband tusschen  $I$  en  $V$  gemakkelijk berekenen, indien het energie-verlies (straling plus warmtegeleiding plus convectie)  $A$  en de elektrische weerstand  $R$  als functie van de temperatuur  $T$  bekend zijn. Men heeft de betrekkingen:

$$\left. \begin{aligned} V \cdot I &= A(T) \\ V/I &= R(T) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

$A$  hangt hierbij nog af van aard en druk van het gas en van de buitentemperatuur;  $R$  is een eigenschap van het materiaal van de draad.

De eerste vergelijking drukt uit, dat de toestand stationnair is; het toegevoerde vermogen is gelijk aan het afgegeven vermogen. De tweede is eenvoudig de wet van Ohm.

Uit de twee vergelijkingen volgt:

$$\left. \begin{aligned} a) \quad V &= \sqrt{A \cdot R} \\ b) \quad I &= \sqrt{A/R} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Door  $V$  en  $I$  voor een aantal temperaturen te berekenen verkrijgen wij een  $I$ - $V$ -kromme. De volgende berekeningen zijn gebaseerd op metingen van de warmte-afgifte van zeer dunne draden in

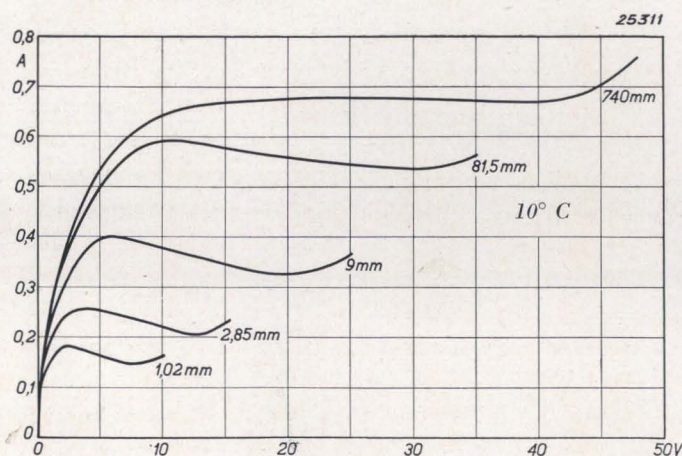


Fig. 2. Berekende  $I$ - $V$ -krommen voor een ijzerdraad in waterstofgas van verschillende drukken. In een bepaald spannings-interval vindt men een afname van de stroom met toenemende spanning.

waterstofgas door Busch<sup>1)</sup> en op weerstandsmetingen aan zeer zuiver ijzer door Potter<sup>2)</sup>.

De in fig. 2 weergegeven diagrammen hebben betrekking op een constante buitentemperatuur van 10 °C en verschillende drukken van het waterstofgas. In fig. 3 zijn de karakteristieke weerge-

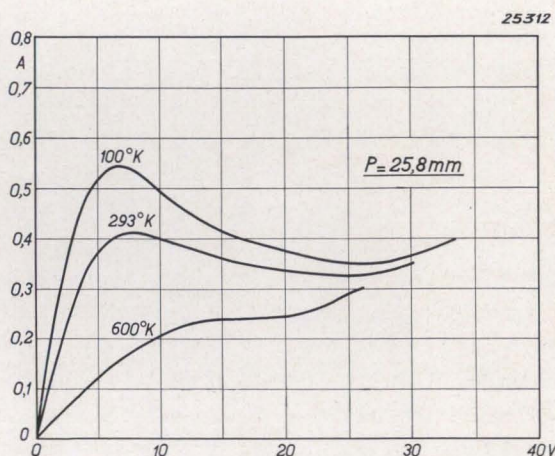


Fig. 3. Berekende  $I$ - $V$ -krommen voor een waterstofdruk van 25,8 mm Hg bij drie verschillende buitentemperaturen. Met toenemende buitentemperatuur wordt de terugval in de karakteristiek minder geprononceerd.

geven voor een constante hoeveelheid waterstofgas in de buis (25,8 mm Hg bij 20 °C) en drie verschillende buitentemperaturen. Het verrassende resultaat van deze berekeningen is, dat de  $I$ - $V$ -kromme in bepaalde gevallen voor een bepaalde spanning een maximum bereikt en dan over een groot spanningstraject een terugval vertoont. Wij zien, dat de terugval van de karakteristiek des te sterker is uitgesproken, naarmate de buitentemperatuur lager is.

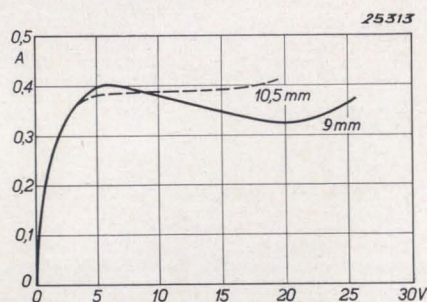


Fig. 4. Vergelijking van een berekende karakteristiek (fig. 2, 9 mm Hg) met een gemeten karakteristiek voor ongeveer dezelfde omstandigheden. Het algemeene verloop wordt goed bevestigd. Het terugvallende gedeelte is echter niet realiseerbaar, omdat zich in dit gedeelte geen gelijkmatige temperatuurverdeling instelt. Inplaats hiervan ontstaat meestal een vlak verloop.

In fig. 4 is naast de kromme voor 9 mm van fig. 2 een experimentele kromme voor het overeenkomstige geval weergegeven. Het algemeene gedrag van

<sup>1)</sup> H. Busch, Ann. Physik **64**, 401, 1925.

<sup>2)</sup> H. H. Potter, Proc. Phys. Soc. **49**, 671, 1937.

de berekende kromme wordt goed bevestigd; de terugval is echter niet aanwezig. De oorzaak hiervoor is te zoeken in het feit, dat een gelijkmatige temperatuurverdeling over de draad, zooals ondersteld voor het berekenen van de  $I$ - $V$ -kromme, in het terugvallende gedeelte van de karakteristiek niet stabiel is.

Indien wij nl. van een bepaald element van de draad de temperatuur iets doen stijgen, dan neemt niet alleen de warmte-afgifte toe, maar ook de weerstand en diensgevolge de warmte-toevoer. In het dalende gedeelte van de berekende  $I$ - $V$ -kromme blijkt nu de toevoer sterker toe te nemen dan de afgifte, zoodat de temperatuur van het element verder toeneemt, terwijl de rest van de draad bij constant gehouden spanning op de draad afkoelt.

Het verloop van de  $I$ - $V$ -kromme is zeer gevoelig tegen toevallige factoren. Welke gedeelten van de draad heeter zullen worden en hoe veel heeter en welke gedeelten afkoelen, hangt af van zeer kleine onregelmatigheden in de hoedanigheid van het draadoppervlak. Ook de warmtegeleiding langs de draad is hierbij van invloed, omdat ze ernaar streeft de onregelmatigheid van de temperatuurverdeling langs de draad te verminderen. Wij willen hier op dit zeer ingewikkelde probleem niet verder ingaan.

#### Welke draadsoorten en gassoorten zijn voor stroomregulatoren geschikt?

Wij willen nu nagaan, aan welke voorwaarden voldaan moet zijn, opdat de stroom over een zeker temperatuur-interval constant blijft. Het antwoord is besloten in verg. (2).

Door het differentiaalquotient van de stroomsterkte naar de temperatuur gelijk nul te stellen, vindt men:

$$R \frac{dA}{dT} - A \frac{dR}{dT} = 0; \text{ en dus: } \frac{T}{A} \frac{dA}{dT} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (3)$$

Om de beteekenis van deze vergelijking iets te verduidelijken, kunnen wij  $A$  en  $R$  in de nabijheid van een zeker werkpunt  $T_0$  benaderen door bepaalde machten van de temperatuur:

$$A = A_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^\alpha,$$

$$R = R_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^\varrho,$$

en derhalve:

$$I = \sqrt{A_0/R_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/2(\alpha-\varrho)}.$$

De eisch van een constante stroomsterkte  $I$  komt dus neer op  $\alpha = \varrho$ .

De exponent  $\varrho$  van de weerstand is voor normale metalen ongeveer gelijk 1.  $\alpha$  zou ca. 4 bedragen, wanneer de warmte-afgifte door straling plaats vond. Bij warmte-afgifte door convectie kan  $\alpha$  kleiner worden, blijft echter steeds aanzienlijk boven 1. Het resultaat is dus, dat een constante stroom alleen mogelijk is, indien ervoor gezorgd wordt, dat de weerstand met een zoo hoog mogelijke macht van de temperatuur toeneemt en de warmte-afgifte met een zoo laag mogelijke macht van de temperatuur stijgt.

Als draadmaterialen komen in de eerste plaats ijzer en nikkel in aanmerking, die iets boven de magnetische Curiepunten bijzonder hoge temperatuurcoëfficiënten van de elektrische weerstand vertoonen. De waarden van  $T/R \, dR/dT$  liggen in een geschikt temperatuurgebied tusschen 2 en 2,5.

In tegenstelling met de warmtestraling, die met de vierde macht van de temperatuur toeneemt, vertoonen warmtegeleiding en convectie vooral bij groote temperatuurverschillen tusschen draad en gas een veel zwakkere toename met de temperatuur. Door een licht gas, bijv. waterstof, te gebruiken kan men de geleiding sterk boven de straling doen overheerschen en verkrijgt hierdoor een zoo laag mogelijke waarde van  $T/A \, dA/dT$ .

Om de geschiktheid van verschillende materialen en gassoorten gemakkelijk te overzien zijn voor deze materialen en gassen in fig. 5 de grootheden  $T/R \, dR/dT$  (getrokken lijnen)

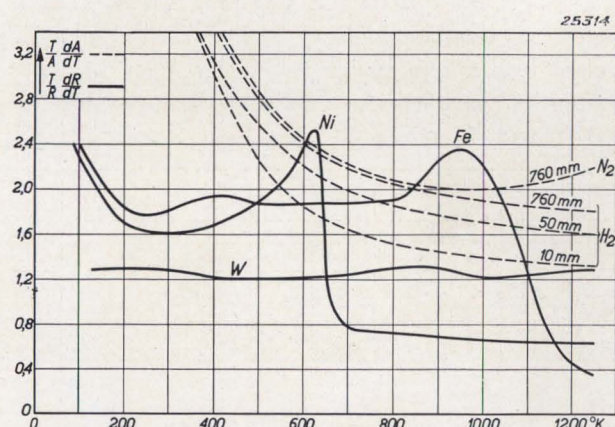


Fig. 5. Getrokken lijnen: Waarden  $T/R \, dR/dT$  van verschillende metalen als functie van de temperatuur ( $R$  elektrische weerstand,  $T$  absolute temperatuur). Gestippelde lijnen: Waarden  $T/A \, dA/dT$  van een zeer dunne draad voor verschillende gassoorten en drukken ( $A$  warmte-afgifte van een draad in dit gas). In het gebied, waar een getrokken lijn boven een gestippelde lijn ligt, vertoont de betreffende combinatie van metaal en gas een terugvallende karakteristiek. Het grootste terugvallende gebied heeft een ijzerdraad in een waterstofatmosfeer van 10 mm druk.

en  $T/A \, dA/dT$  (gestippeld) uitgezet als functie van de temperatuur. Indien een getrokken lijn en een gestippelde lijn elkaar snijden, dan levert de betreffende combinatie van draadsoort en gassoort een terugvallende  $I$ - $V$ -kromme. In het temperatuurgebied tussen 850 °K en 1100 °K ligt de waarde  $T/A \, dA/dT$  van stikstof betrekkelijk dicht bij de waarde  $T/R \, dR/dT$  van ijzer. In dit gebied zou dus een ijzerdraad in stikstof van normale druk geschikt zijn als stroomregulator. De waarde  $T/A \, dA/dT$  van waterstof is doorgaans lager dan die van stikstof. Bij de meeste metalen is de weerstand, zooals reeds opgemerkt, ongeveer evenredig met de temperatuur ( $T/R \, dR/dT=1$ ), wat voor het optreden van een behoorlijk vlakke  $I$ - $V$ -kromme te weinig is. Bij zeer hoge temperaturen wordt de temperatuurcoëfficiënt van de warmteafgifte in waterstof en ook in andere lichte gassen zoo laag, dat zij de temperatuurcoëfficiënt van de elektrische weerstand van wolfram nabij komt. Inderdaad is het ook gelukt een stroomregulatorbuis met wolframdraad in helium te vervaardigen.

### Enkele bijzonderheden van de constructie van Philips stroomregulatorbuizen

De gewenschte gunstige afkoelcondities worden het best verwezenlijkt door een recht gespannen draad. Om een te lastige buisconstructie te vermijden wordt de draad echter meestal in zig-zag-vorm opgehangen (fig. 6a) of gespiraliseerd (fig. 6b).



a)

b)

Fig. 6. Stroomregulatorlampen.

a) De draad is zigzagvormig opgehangen.

b) de draad is gespiraliseerd.

Dit heeft practisch geen nadeelige invloed, indien men er voor zorg draagt, dat het buisoppervlak niet te klein is voor het afgegeven vermogen. Indien men een lang regelgebied wil verkrijgen

moet het buisoppervlak minstens enkele  $\text{cm}^2/\text{watt}$  bedragen.

Bij een bepaalde doorsnede van de buis en een bepaalde doorsnede en temperatuur van de draad kan men een vergrooting van de warmteafgifte bereiken door aan de draad en/of aan de buis een afgeplatte doorsnede te geven in plaats van een cirkelvormige. Deze mogelijkheid is met succes toegepast in stroomregulatorbuizen voor hoge stroomsterkten en betrekkelijk kleine afmetingen. Bij dergelijke buizen is de warmte-afgifte uit den aard der zaak vaak onvoldoende, zoodat het regelgebied relatief kort is. Fig. 7 laat aan een voorbeeld

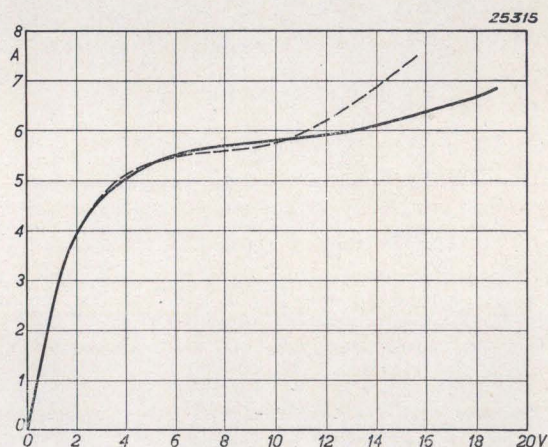


Fig. 7.  $I$ - $V$ -kromme van een stroomregulatorlamp, gestippelde lijn: draad van cirkelvormige doorsnede; getrokken lijn: afgeplatte draad (dikte  $1/30$  van breedte). De verbetering van de afkoelcondities door het afplatten heeft een vergrooting van het regelgebied tot gevolg.

zien, hoe de regelkromme verbeterd wordt, wanneer de ronde draad vervangen wordt door een platte band.

Bijzondere maatregelen zijn noodig geweest om regulatorbuizen voor lage stroomsterkten te vervaardigen. Indien men nl. een dergelijke buis met een zuiver ijzeren draad op het wisselstroomnet aansluit, dan neemt men waar, dat de draad als gevolg van de temperatuurfuctuaties in elkaar schrompelt, aanzienlijk korter wordt en spoedig breekt. Om dit verschijnsel te voorkomen moet men vermijden, dat bij de temperatuurfuctuaties telkens het overgangspunt tussen de  $\alpha$ -modificatie en de  $\gamma$ -modificatie van het ijzer gepasseerd wordt. Fig. 8 laat twee ijzerdraden zien, die ieder herhaaldelijk tot roode gloeihitte verhit zijn, de linker juist beneden, de rechter boven het overgangspunt (906 °C). De linkerdraad is volkomen glad en blank gebleven, de rechter is sterk verschrompeld.

Met draden uit een nikkelijzerlegering, die geen

phase-overgang vertoont, treden deze moeilijkheden niet op en zijn ook voor wisselstroom stroomregulatorbuizen met lage regelstroomsterkte te maken. De verhouding tusschen de maximale en de minimale spanning van het regelgebied hoeft bij deze buizen slechts weinig ongunstiger te zijn dan bij buizen met zuiver ijzeren draden.

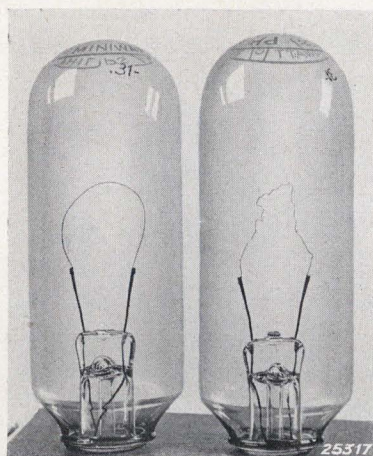


Fig. 8. De ijzerdraad in de linker lamp is 250 maal tot 900 °C verhit, de ijzerdraad in de rechter lamp 250 maal tot 1150 °C. De laatste is sterk verschrompeld en verkort, terwijl de eerste volkomen glad gebleven is. De oorzaak van het verschrompelen is de bij 906 °C plaats vindende phase-overgang van het ijzer tusschen de  $\alpha$ -modificatie (lagere temperatuur) en de  $\gamma$ -modificatie (hoogere temperatuur).

### Schakelingen met stroomregulatorbuizen

Daar de stroomsterkte in het regelgebied van de regulatorbuis volkomen vastligt, moet men voor iedere stroomsterkte een apart buistype hebben. Er bestaat in principe geen beperking voor de stroomsterkte. Meestal verdient het echter aanbeveling, voor stroomsterkten grootter dan 6 A meerdere buizen parallel te schakelen, omdat de opwarmtijd bij stroomregulatorbuizen voor 6 A reeds enkele seconden bedraagt en ongeveer met het kwadraat van de stroomsterkte toeneemt.

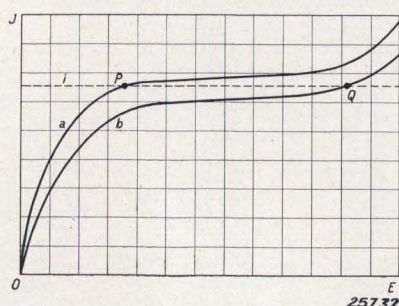


Fig. 9. Twee regulatorlampen van hetzelfde type met weinig verschillende karakteristieken kunnen bij dezelfde stroomsterkte heel verschillende werkpunten  $P$  en  $Q$  hebben. Dientengevolge mogen stroomregulatorlampen niet in serie geschakeld worden.

Ook voor verschillende regelgebieden in de spanning heeft men telkens een apart buistype nodig. Deze spanning hoeft echter niet zoo nauwkeurig op de betreffende toepassing afgesteld te zijn als de stroomsterkte; het is alleen nodig, dat de voorkomende spanningsvariaties in het regelgebied van de buis vallen. Stroomregulatorbuizen worden gemaakt met spanningen tot 240 V in het midden van het regelgebied. Een serieschakeling van meerdere buizen is niet zonder meer mogelijk. Wanneer de buizen nl. in het regelgebied niet volkomen gelijke stroomsterkte hebben, dan zal, wanneer  $I$  de stroom door beide buizen is, de buis met de kromme  $a$  (fig. 9) zich op het werkpunt  $P$  en de buis met de kromme  $b$  zich op het werkpunt  $Q$  instellen. Hierdoor wordt blijkbaar iedere regelmogelijkheid opgeheven, want op het oogenblik, dat de buis  $a$  haar regelende functie opneemt, is  $b$  reeds ten volle belast en elk verder opvoeren van de belasting schaadt de buis  $b$ .

### Twee toepassingsvoorbeelden voor stroomregulatorbuizen

Als voorbeeld <sup>3)</sup> voor de toepassing van stroomregulatorbuizen stellen wij ons tot taak de stroomfluctuaties van een wolframlamp, een kooldraadlamp of een constante weerstand aan een variabele netspanning te verminderen. Hiertoe stellen wij de  $V$ - $I$ -karakteristiek van de regulatorbuis in het werkpunt voor, door de vergelijking:

$$\frac{\Delta V_r}{V_r} = q \frac{\Delta I}{I} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Voor een constante weerstand is  $q = 1$ ; voor een volkomen vlakke karakteristiek is  $q = \infty$ . Voor de weerstandsbuis willen wij de tamelijk lage waarde  $q = 10$  nemen, dus een niet zeer vlakke  $I$ - $V$ -kromme. Voor de spanning  $V_{gl}$  aan de belasting, bijv. een gloeilamp, geldt een analoge vergelijking:

$$\frac{\Delta V_{gl}}{V_{gl}} = p \frac{\Delta I}{I}, \quad \dots \dots \dots (5)$$

waarbij  $p$  bijv. voor wolframdraden ongeveer gelijk 2 is en bij kooldraadlampen ongeveer 0,7. Uit (4) en (5) volgt:

$$\frac{1}{p} \frac{\Delta V_{gl}}{V_{gl}} = \frac{1}{q} \frac{\Delta V_r}{V_r} \quad \dots \dots \dots (6)$$

<sup>3)</sup> N. A. Halbertsma, Elektrotechn. Z. 48, 612, 1927.

Nu is de totale spanningsvariatie van het net:

$$\Delta V = \Delta V_{gl} + \Delta V_r, \text{ of volgens (6):}$$

$$\Delta V = \Delta V_{gl} + \frac{q}{p} \frac{V_r}{V_{gl}} \Delta V_{gl},$$

waaruit volgt:

$$\frac{\Delta V_{gl}}{V_{gl}} = \frac{\Delta V}{V} \frac{p V}{p V_{gl} + q V_r},$$

$$\frac{\Delta V_{gl}}{V_{gl}} = \frac{\Delta V}{V} \frac{1}{1 + \left(\frac{q}{p} - 1\right) \frac{V_r}{V}} \dots (7)$$

De procentuele spanningsfluctuaties aan de lamp worden dus des te sterker verminderd, naarmate door de stroomregulatorbuis een grooter gedeelte  $V_r/V$  van de netspanning vernietigd wordt. In tabel I zijn enkele getallenwaarden gegeven voor  $q = 10$ ,  $p = 2$ ,  $p = 1$  en  $p = 0,7$ .

Tabel I

| $V_r/V$ | $\frac{\Delta V_{gl}}{V_{gl}} : \frac{\Delta V}{V}$ |         |           |
|---------|-----------------------------------------------------|---------|-----------|
|         | $p = 2$                                             | $p = 1$ | $p = 0,7$ |
| 0,0     | 1,000                                               | 1,000   | 1,000     |
| 0,1     | 0,714                                               | 0,526   | 0,429     |
| 0,2     | 0,556                                               | 0,357   | 0,273     |
| 0,3     | 0,455                                               | 0,270   | 0,200     |
| 0,4     | 0,384                                               | 0,218   | 0,158     |
| 0,5     | 0,333                                               | 0,182   | 0,131     |
| 0,6     | 0,294                                               | 0,156   | 0,111     |
| 0,7     | 0,263                                               | 0,137   | 0,097     |
| 0,8     | 0,238                                               | 0,122   | 0,086     |
| 0,9     | 0,217                                               | 0,110   | 0,077     |
| 1,0     | 0,200                                               | 0,100   | 0,070     |

Indien men bijv. een stroomregulatorbuis toepast, die de helft van de spanning opneemt ( $V_r/V = 0,5$ ), dan worden de spanningsfluctuaties van een gloeilamp, een constante weerstand en een kooldraadlamp gereduceerd op resp. 33 %, 18 % en 13 %.

Bovenstaande beschouwingen hebben alleen betrekking op stationnaire bedrijfstoestanden. Wanneer een inschakelstroomstoot optreedt, dan wordt deze door de stroomregulatorlamp in het algemeen niet verminderd en in sommige gevallen zelfs versterkt, daar de koude weerstand van de regulatorbuis zeer klein is.

Bij de stabilisatie van de gloeistroom in sommige radio-apparaten is het noodig deze inschakelstooten

tegen te gaan. Bij deze apparaten is nl. in serie met de verwarmingsdraad der indirect verhitte kathoden een lampje voor verlichting van de afstemschaal geschakeld. Dit lampje heeft een veel kleinere warmtecapaciteit en zou kunnen doorbranden in de tijd, waarin de indirect verhitte kathoden opwarmen. Voor de stabilisatie van deze gloeistroom is een speciale stabilisatiebuis geconstrueerd, die in serie met de draad een halfgeleider als begrenziingsweerstand bevat. De grootte van deze weerstand is bij kamertemperatuur ca. 2000 ohm; wanneer hij echter door de stroomwarmte op 300 °C gebracht is, blijven slechts 100 ohm van deze weerstand over <sup>4)</sup>.

Bij het inschakelen van het toestel wordt de stroomsterkte door de weerstand van de halfgeleider op een klein gedeelte van zijn bedrijfs-waarde begrensd. Tijdens het warm worden van deze weerstand wordt ook de ijzerdraad warm en neemt zijn regelende functie op, zoodat de stroomsterkte nooit een ontoelaatbare waarde bereikt.

De werking van een halfgeleider in serie met de stroomregulatorlamp wordt door fig. 10 verduidelijkt. De bovenste kromme geeft het verloop van de stroomsterkte bij het inschakelen van de gloeistroom zonder begrenziingsweerstand weer, de onderste kromme toont hetzelfde verloop bij gebruik van de aanloopweerstand. In het eerste geval bedraagt de inschakelstoot ongeveer het viervoudige van de bedrijfsstroom, terwijl de stroom bij toe-

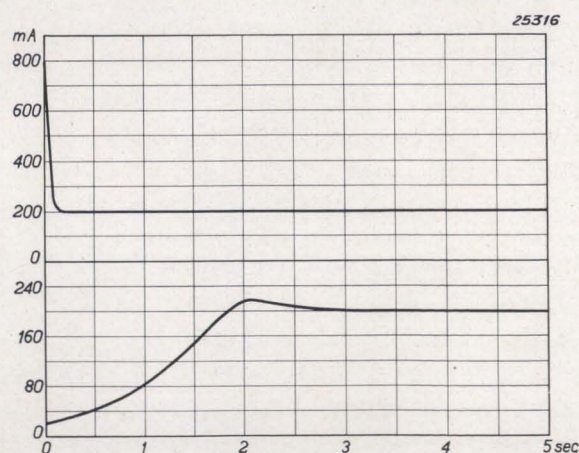


Fig. 10. Verloop van de gloeistroom in een radio-apparaat met in serie verhitte ontvanglampen als functie van de tijd na het inschakelen. Boven: in serie met de gloeidraden staat een gewone stroomregulatorlamp. Beneden: in serie met de gloeidraden staat een stroomregulatorlamp met ingebouwde halfgeleider. De weerstand van de halfgeleider heeft in koude toestand een zeer hoge waarde en begrenst dientengevolge de inschakelstoot van de stroomsterkte.

<sup>4)</sup> Buizen met weerstanden uit dit materiaal worden ook als aanloopweerstand voor motoren gebruikt en werden reeds eerder in dit tijdschrift beschreven door P. C. van der Willigen, Philips techn. T. 1, 205, 1936.

passing van de aanloopweerstand maximaal 10 % boven de bedrijfswaarde komt en eerst na meerdere seconden zijn stationnaire waarde bereikt. In deze eindtoestand is het grootste gedeelte van de weerstand van de buis afkomstig van de ijzerdraad en

slechts een klein gedeelte van de halfgeleider, zoodat de regelende functie van de ijzerdraad tot uiting komt en de stroomsterkte bij schommelingen van de netspanning binnen nauwe grenzen constant blijft.

## SECUNDAIRE ELECTRONENEMISSIE

door H. BRUINING.

537.533.

In dit artikel wordt nagegaan, op welke eigenschappen het secundair emitteerend vermogen van materialen en oppervlakken berust. Speciaal wordt ingegaan op de keuze van het materiaal in gevallen, waar voor technische toepassingen een zeer groote of juist een zeer kleine secundaire emissie vereischt is.

### Inleiding

Wanneer een materiaal, metaal of diëlectricum, door electronen met zekere snelheid wordt getroffen, wordt een klein gedeelte van deze electronen gereflecteerd. Het grootste gedeelte dringt in de laag, die beschoten wordt, en draagt zijn energie aan de daar aanwezige electronen over; deze laatsten kunnen, indien hun bewegingsrichting gunstig is, het beschoten oppervlak verlaten. Wij hebben dan te doen met secundaire electronen. Men kan deze waarnemen, indien men in de nabijheid van het secundair emitteerende oppervlak een electrode plaatst, die de uitgezonden electronen kan opvangen.

In alle buizen, waar oppervlakken worden getroffen door electronen, zal men met het verschijnsel der „secundaire emissie” te doen kunnen krijgen. Wij denken hierbij aan radiobuizen, kathodestraalbuizen e.d. Er zijn een aantal gevallen, waarin de secundaire emissie stoort, zoodat men deze zal pogen te onderdrukken, bijv. de secundaire emissie van anode en schermrooster in een tetrode, de secundaire emissie van de glaswand, de secundaire electronenemissie van het rooster van een zendlamp. Aan de andere kant bestaat de mogelijkheid om van een groote secundaire emissie gebruik te maken; een bekende toepassing is het vergrooten van de electronenstroom, zooals dat in de electronenmultiplicator en in de secundaire emissielamp geschiedt. Een groot secundair emitteerend vermogen is voorts van belang voor de fluoresceerende schermen van kathodestraalbuizen en voor de anode in het zg. dynatron. De technische toepassing van de secundaire emissie zal uitvoeriger worden besproken in een volgend artikel. De bedoeling van de zoo even genoemde voorbeelden is slechts geweest duidelijk te maken, dat het van belang is stoffen te kunnen vervaardigen,

die of zeer veel of zeer weinig secundaire electronen uitzenden. In dit artikel zal nu besproken worden, aan welke wetten de secundaire emissie voldoet, opdat men bij de technische toepassing zijn keuze zal kunnen bepalen.

### Bepaling van het secundair emitteerend vermogen

Het vermogen om secundaire electronen uit te zenden wordt steeds uitgedrukt in het aantal secundaire electronen, dat door één primair electron gemiddeld wordt vrijgemaakt. Deze verhouding zullen wij aangeven door de letter  $\delta$ . De factor  $\delta$  van een groot aantal materialen werd in dit laboratorium bepaald met behulp van het toestel, dat in *fig. 1* is afgebeeld <sup>1)</sup>. Het bestaat uit een glazen buis, zonder eenige kit- of vetdichting. De wolframdraad *F* is de bron der primaire electronen. Deze is omgeven door een cylinder *C*, welke de electronen op de opening van het kanaal *G* concentreert. De door de opening in *C* gaande electronen worden door het electronenkanon *G* tot een bundel verenigd, die het plaatje *T* treft. Van *T* moet het secundair emitteerend vermogen worden bepaald. De uitgezonden secundaire electronen worden op de bol *S* verzameld en de sterkte van de electronenstroom naar *S* wordt gemeten. Hiertoe moet de potentiaal van *S* een weinig hooger zijn dan die van *T* (het potentiaalverschil werd gewoonlijk 10 V genomen). Het plaatje *T* kan met verschillende materialen bedekt worden. Daartoe is het verbonden aan een staaf *R*, aan welks uiteinde een ijzeren stukje *IP* is bevestigd, waardoor het mogelijk is het plaatje door middel van een

<sup>1)</sup> Zie bijv. ook H. E. Farnsworth, Phys. Rev. 25, 41, 1925.

magneetje in de hals  $N$  van de ballon te trekken. De te onderzoeken stoffen zijn op verhitings-spiralen  $F_1$ ,  $F_2$  aangebracht en kunnen door verdampen op het plaatje worden neergeslagen.

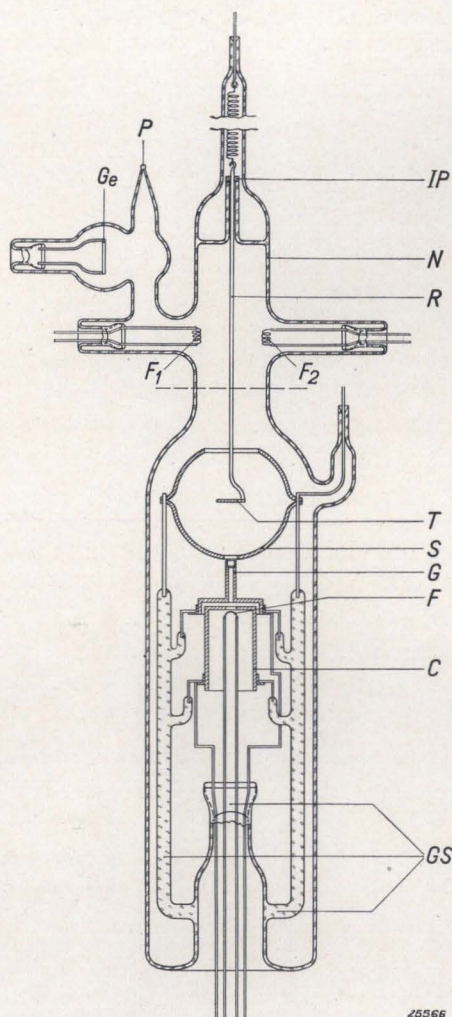


Fig. 1. Buis voor het meten van het secundair emitterend vermogen van verschillende materialen.

$F$  = kathode, bron voor primaire electronen.

$C$  = cylinder.

$G$  = electronenkanon.

$T$  = plaatje, waarvan sec. em. vermogen bepaald wordt.

$S$  = bol, collector voor de secundaire electronen.

$GS$  = brug, waarop  $F$ ,  $C$ ,  $G$  en  $S$  zijn gemonteerd.

$R$  = staaf.

$IP$  = ijzeren cilindertje bevestigd aan  $R$ . Door middel van een magneetje, dat om  $IP$  grijpt, kan het plaatje in de hals  $N$  van de ballon getrokken worden.

$N$  = hals van de ballon.

$F_1 F_2$  = wolframdraden, met behulp waarvan het plaatje  $T$  met de te onderzoeken stoffen kan worden bedekt door verdampen.

$Ge$  = plaatje, waarvan getter kan worden verdampt.

$P$  = plaats waar buis is afgesmolten.

Eveneens is het mogelijk, zij het minder nauwkeurig, het secundair emitterend vermogen te bepalen met behulp van een triode (fig. 2). De kathode  $C$ , verhit door de gloeispiraal  $H$ , levert de primaire electronen. De te onderzoeken stof wordt op de binnenzijde van de anode  $A$  aangebracht,

terwijl de roosterspanning  $V_g$  hoger wordt genomen dan de anodespanning  $V_a$ , zoodat de secundaire electronen van de anode naar het rooster  $G$  worden getrokken. Van de primaire kathodestroom  $i_k$  zal een gedeelte  $s i_k$  direct door het rooster worden opgevangen en de stroom  $(1-s) i_k$  zal op de anode terecht komen. Deze zal een stroom  $i_s$  van secundaire electronen veroorzaken. Is  $\delta$  de coëfficiënt der secundaire emissie van het anode-oppervlak, dan is:

$$i_s = \delta [(1-s) i_k] \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (1)$$

Men kan  $\delta$  bepalen door de roosterstroom en de anodestroom afzonderlijk te meten. De anodestroom is:

$$i_a = (1-s) i_k - i_s \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (2)$$

De roosterstroom is:

$$i_g = s i_k + i_s \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (3)$$

Door uit de vergelijkingen (1) tot (3)  $i_k$  en  $i_s$  te elimineeren vindt men:

$$\delta = 1 - \frac{i_a}{(1-s)(i_g + i_a)}$$

Volgens bovenstaande vergelijking hoort bij  $\delta = 1$  de anodestroom  $i_a = 0$ . Dit is onmiddellijk duidelijk. Indien ieder electron, dat op de anode terecht komt, gemiddeld één secundair electron vrij maakt, dan wordt gemiddeld geen lading aan de anode toegevoerd en verdwijnt de anodestroom. Bij vele materialen is in een bepaald gebied van de anode-

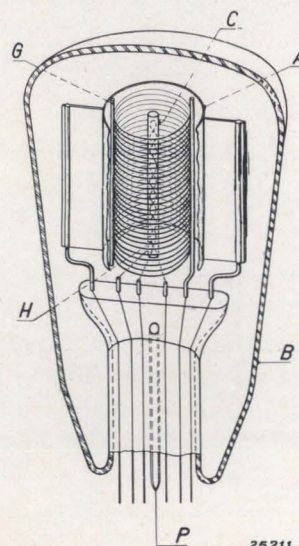


Fig. 2. Triode voor meting van secundair emitterend vermogen.

$C$  = kathode (indirect verhit, kan ook wolframdraad zijn).

$H$  = verhitingsdraad van  $C$ .

$G$  = rooster.

$A$  = anode.

$B$  = ballonwand.

$P$  = pompstengel.

spanning  $\delta$  groter dan 1 en verkrijgt men zelfs negatieve anodestroom.

Dat een gedeelte ( $s i_k$ ) van de primaire electronen direct door het rooster wordt opgevangen, is een bezwaar, omdat de factor  $s$  niet gemakkelijk nauwkeurig bepaald kan worden. Bij de in fig. 1 weergegeven opstelling bestaat dit bezwaar niet, en deze methode is dan ook nauwkeuriger.

### Energieverdeling der secundaire electronen

Met het toestel, dat in fig. 1 is aangegeven, kan men eveneens de energieverdeling der secundaire electronen bepalen. Wordt namelijk de potentiaal van de bol  $S$  lager genomen dan die van  $T$ , dan kunnen niet alle door  $T$  uitgezonden electronen de bol bereiken, maar alleen die electronen, welke met voldoende kinetische energie worden geëmitteerd om de aangelegde tegenspanning te overwinnen. Is de potentiaal van de bol dus bijv. 5 V lager dan van het plaatje, dan wordt de bol uitsluitend nog getroffen door secundaire electronen met een kinetische energie, die groter dan 5 eV is. Fig. 3 geeft nu een beeld van de uitkomsten van een dergelijke energieverdelingsmeting, verkregen bij bariumoxyd. Als abscis is de potentiaal van de bol  $S$  uitgezet, waarbij de potentiaal van  $T$  gelijk nul wordt gesteld. Als ordinaat is uitgezet de verhouding van secundaire tot primaire stroom  $i_s/i_p$ . De bedoeling van de figuur is in dit geval aan te toonen, dat bij een „gewenschte” secundaire emissie de electrode, die de secundaire electronen moet opvangen, op een hoger potentiaal moet zijn dan de secundair emitteerende laag zelf. Wil men echter geen secundaire electronen opvangen, dan moet men een zoodanig „tegenveld” aanleggen, dat het overgaan van electronen onmogelijk wordt. Uit de figuur blijkt bijv., dat in dit geval de secun-

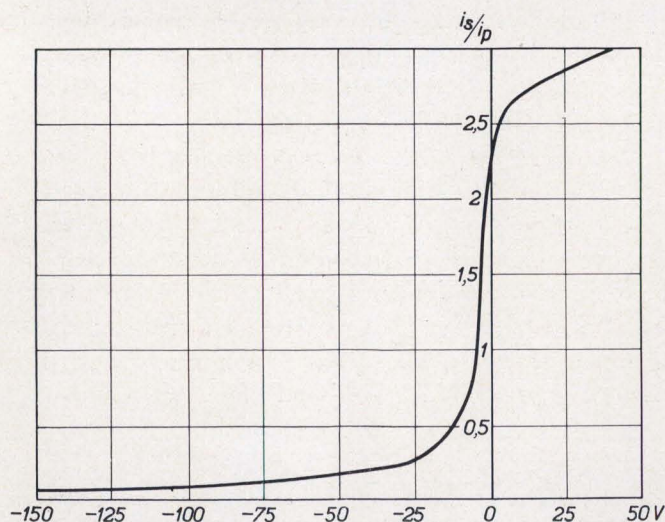


Fig. 3. Energieverdeling van secundaire electronen, uitgezonden door bariumoxyd.

daire electronenstroom op 8% van zijn oorspronkelijke waarde afneemt, indien de spanning van +30 V op -30 V ten opzichte van het plaatje  $T$  wordt verlaagd.

### Het verband tusschen $\delta$ en de energie van de primaire electronen

In fig. 4 en 5 is weergegeven, hoe het secundair emitteerend vermogen  $\delta$  voor verschillende stoffen

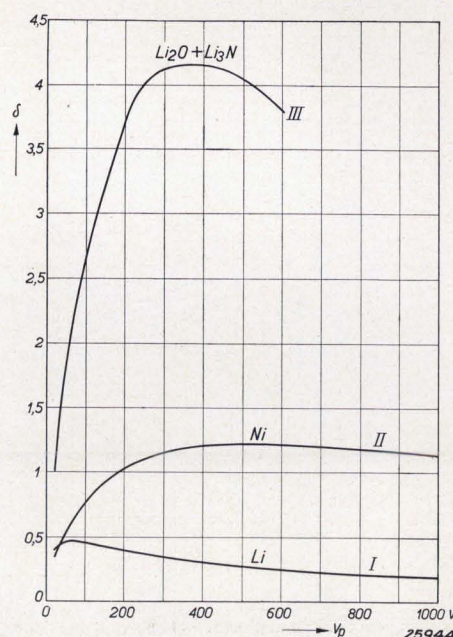


Fig. 4. Secundair emitteerend vermogen van  
I lithium, overgedampt in hoogvacuum  
II nikkel  
III lithium, overgedampt bij aanwezigheid van restgassen.

afhangt van het potentiaalverschil  $V_p$  tusschen de kathode en het secundair emitteerende plaatje. Het blijkt, dat  $\delta$  als functie van  $V_p$  een maximum vertoont. Het ontstaan van dit maximum moet men als volgt verklaren. Bij toenemende spanning zal het aantal secundaire electronen, dat in het metaal wordt vrijgemaakt, toenemen, daar de beschikbare energie, per primair electron aanwezig, groter wordt. Aan de andere kant zullen de primaire electronen met toenemende snelheid dieper in het materiaal dringen, zoodat de secundaire electronen op grotere diepte worden vrijgemaakt en dus sterker geabsorbeerd worden, voordat zij het oppervlak bereiken. Blijkbaar gaat bij groote  $V_p$  de absorptie dusdanig overheerschen, dat de kromme een maximum vertoont. Door een onderzoek, dat hier niet nader beschreven zal worden <sup>2)</sup>, hebben wij de

<sup>2)</sup> H. Bruining, Physica 3, 1046, 1936.

Voor verdere onderzoekingen van den schrijver over dit onderwerp zij verwezen naar:

H. Bruining en J. H. de Boer, Physica 4, 473, 1937.

H. Bruining en J. H. de Boer, Physica 5, 17, 1938.

H. Bruining, J. H. de Boer en W. G. Burgers, Physica 4, 267, 1937.

gemiddelde diepte, waarop de secundaire electronen worden vrijgemaakt op minstens 20 atoomlagen geschat, voor nikkel bij  $V_p = 500$  V.

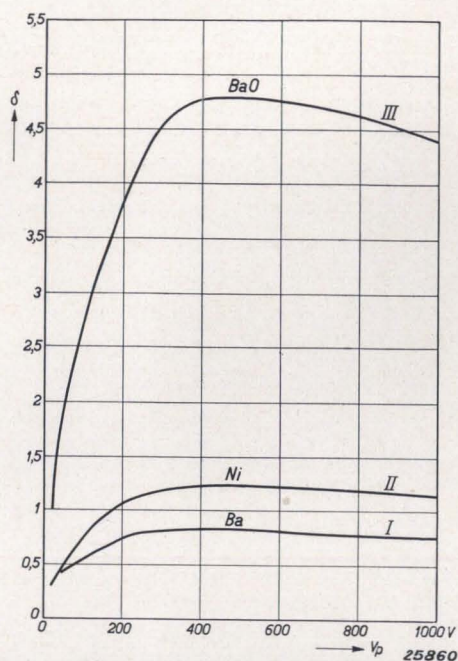


Fig. 5. Secundair emitterend vermogen van  
I barium, overgedampt in hoogvacuum  
II nikkel  
III bariumoxyde.

### Stoffen met groot secundair emitterend vermogen

Wij willen in deze paragraaf de stoffen bespreken, die gebruikt kunnen worden, wanneer een hoge secundaire emissie vereischt is. De eisch, die men aan deze materialen stelt, is, dat zij een secundaire stroom kunnen geven, die minstens het drievoudige van de primaire stroom is, m.a.w. dat de factor  $\delta$  minstens 3 bedraagt. De verschillende oppervlakken zullen wij, wat de factor  $\delta$  betreft, vergelijken in hun gedrag bij beschieting door primaire electronen met een energie van 150 electronvolt, daar 150 V een geschikte bedrijfsspanning is voor het versnellen van de primaire electronen.

De meest in ontladingsbuizen gebruikte metalen hebben geen groote secundaire emissie. Zooals uit fig. 4 blijkt, is voor nikkel bij  $V_p = 150$  V  $\delta = 0,94$ , zoodat het op deze wijze niet mogelijk is te vermenigvuldigen, d.w.z. meer secundaire dan primaire electronen te verkrijgen. Ook andere metalen, waarvan elektroden gemaakt worden zoo als koper, ijzer, molybdeen en wolfram, zijn om dezelfde reden onbruikbaar.

Het secundair emitterend vermogen van al deze metalen is nagenoeg gelijk. Dit is op het eerste gezicht niet verwonderlijk, daar de arbeid, die noodig is om een electron buiten het metaal te brengen voor deze materialen eveneens van dezelfde orde

van grootte is (nl. 4-5 V). De vraag ligt voor de hand, hoe de gedragingen van metalen zijn met lagere uittreepotentiaal. Bekende representanten zijn de metalen uit de alkaligroep Li, Na, K, Rb en Cs en de aardalkalimetalen Be, Mg, Ca, Sr en Ba. Om bij deze metalen een electron uit te doen treden is minder energie noodig, zooals uit de foto-electrische en thermische emissie blijkt. Men heeft vaak aangenomen, dat de secundaire emissie een overeenkomstig gedrag heeft, zoodat de factor  $\delta$  van de aardalkalimetalen grooter zou zijn dan bijv. die van Ni en Mo. *Het blijkt echter, dat metalen met lage uittree-arbeid, althans in het gebied van  $V_p$ , dat voor ons van belang is, juist minder secundaire electronen emitteren dan de metalen met groote uittreepotentiaal.*

In fig. 4 en 5 geven wij als voorbeeld het verloop van  $\delta$  als functie van  $V_p$  voor Li en Ba (kromme I). De krommen II geven voor vergelijking het verloop van  $\delta$  voor nikkel, dat in alle afbeeldingen ter vergelijking is weergegeven. De metingen aan de metalen Li en Ba, die zeer gemakkelijk verbindingen met gasresten vormen (oxyden, nitriden) zijn met groote zorg uitgevoerd. Steeds is gestreefd naar een zeer goed vacuum. Neemt men deze voorzorgen niet, dan verkrijgt men geheel andere uitkomsten, zooals bijv. door de krommen III worden weergegeven. De kromme III in fig. 4 heeft betrekking op Li, dat verdampt is in een buis, waarin nog gasresten aanwezig waren, terwijl de kromme III in fig. 5 betrekking heeft op een laag Ba, die gedurende eenige tijd aan droge zuurstof blootgesteld was geweest en dus hoofdzakelijk uit BaO bestond<sup>3)</sup>.

Uit deze experimenten blijkt dus het volgende:

1e. *Het secundair emitterend vermogen wordt door geheel andere factoren bepaald dan de vermogens voor foto-electrische en thermische electronenemissie.*

2e. De verbindingen van de electropositieve elementen zijn wél geschikte secundair emitterende oppervlakken, maar niet de zuivere electropositieve elementen zelf.

Zoo blijkt het, dat ook overgedampte lagen der alkali-halogeniden een groot secundair emitterend vermogen hebben. In de tabellen I en II geven wij de uitkomsten, die door een uitgebreide proevenreeks werden verkregen.

Voor practisch gebruik moet de secundair emitterende stof niet alleen een behoorlijke factor  $\delta$  bezitten, maar bovendien mag deze tijdens het

<sup>3)</sup> In de literatuur treft men dikwijls de bewering aan, dat de elementen met lage uittreepotentiaal „goede” secundaire emitters zijn. Deze beweringen zijn evenwel gegrond op uitkomsten van metingen aan (vermoedelijk) geoxydeerde oppervlakken.

**Tabel I.** Secundair emitterend vermogen van metalen bij  $V_p = 150$  V.

| Metaal | $\delta$  | Uittreepotentiaal in volt |
|--------|-----------|---------------------------|
| Li     | 0,45-0,55 | 2,28                      |
| Cs     | 0,55      | 1,81                      |
| Be     | 0,52      | 3,16                      |
| Mg     | 0,90      | 2,42                      |
| Ba     | 0,63      | 2,11                      |
| Al     | 0,86      | 2,26                      |
| Cu     | 0,90      | 4,30                      |
| Ni     | 0,94      | 5,03                      |
| Fe     | 0,97      | 4,77                      |
| Mo     | 1,00      | 4,15                      |
| W      | 0,75      | 4,52                      |

emitteren niet veranderen. Vele verbindingen met groot secundair emitterend vermogen vertoonen de eigenschap tijdens het emitteren te ontleden, waardoor zich metaalconglomeraten vormen, hetgeen natuurlijk een daling van  $\delta$  tot gevolg heeft. In dit opzicht zijn tot dusver de gunstigste ervaringen opgedaan met MgO, waarvan  $\delta$  met de tijd zeer goed constant blijft. De alkalihalogeniden zijn in dit opzicht onbruikbaar.

**Tabel II.** Secundair emitterend vermogen van verbindingen van electropositieve elementen bij  $V_p = 150$  V.

| Oppervlak                                  | $\delta$          |
|--------------------------------------------|-------------------|
| Li, verdampt door onvoldoende vacuum . . . | 3,25              |
| NaCl . . . . .                             | 4,0               |
| KCl . . . . .                              | 4,45              |
| RbCl . . . . .                             | 4,15              |
| CsCl . . . . .                             | 4,55              |
| Cs, geoxydeerd in droge zuurstof . . . . . | 3-4               |
| MgO . . . . .                              | 2-6 <sup>4)</sup> |
| BaO . . . . .                              | ca. 3             |
| Al, bedekt met dun oxydlaagje . . . . .    | 2,1               |

<sup>4)</sup> Bij dit oppervlak, dat uit kleine partikels bestaat, wordt de factor  $\delta$  sterk vergroot door het uitwendig aangelegde veld. Bij alle verbindingen, die hier genoemd zijn, is dit min of meer het geval, zie bijv. fig. 3.

### Mechanisme der secundaire electronenemissie

In verband met de bovenbeschreven resultaten is het van belang te zien, of verbindingen van metalen met minder electropositieve eigenschappen eveneens een grootere factor  $\delta$  bezitten dan de metalen, waarvan deze verbindingen zijn afgeleid. Uit *tabel III* blijkt, dat dit niet het geval is. Wij willen thans bespreken, wat daarvan, naar onze meening, de oorzaak moet zijn.

Zooals reeds is opgemerkt, draagt een primair electron zijn energie over aan de electronen, die in het materiaal aanwezig zijn, waardoor het op zijn weg door de stof kinetische energie verliest. De kinetische energie wordt niet aan één electron overgedragen; deze wordt met „stappen” verloren; meerdere electronen ontvangen van het primaire electron een impuls.

Om nu na te gaan, wat met deze electronen zal gebeuren, willen wij eerst een eenvoudiger geval beschouwen en herinneren aan proeven van Franck en Hertz. Deze onderzoekers hebben nagegaan, wat er gebeurt, wanneer men de atomen van een gas of metaaldamp beschiet met electronen. Ook in dit geval wordt de kinetische energie van het botsende electron overgedragen aan electronen van de materie. Het blijkt echter, dat deze electronen niet iedere willekeurige energie kunnen opnemen, maar alleen zeer bepaalde hoeveelheden. Bijv.

**Tabel III.** Secundair emitterend vermogen van verbindingen van metalen met groote ionisatie energie bij  $V_p = 150$  V.

| Verbinding        | Secundair emitterend vermogen | Sec. emitterend vermogen van het zuivere metaal |
|-------------------|-------------------------------|-------------------------------------------------|
| MoS <sub>2</sub>  | 0,9                           | 1,00                                            |
| MoO <sub>2</sub>  | ~ 1                           | 1,00                                            |
| WS <sub>2</sub>   | 0,77-0,85                     | 0,75                                            |
| Cu <sub>2</sub> O | 0,99-1,05                     | 0,90                                            |
| Ag <sub>2</sub> O | ~ 1                           | 1,05                                            |

kunnen de electronen van kwikatomen geen kleinere hoeveelheid energie opnemen dan 4,8 eV. Dit uit zich daarin, dat electronen, die een kleinere energie hebben, vrijwel niet afgeremd worden. Electronen, die een iets grooter potentiaalverschil hebben doorlopen dan 4,8 volt, worden echter zeer sterk afgeremd en hun energie wordt voor een groot deel omgezet in de bekende ultraviolette straling van de kwikdamp. Indien nu een straal van electronen op een vaste metaalverbinding valt, dan gebeurt iets soortgelijks. Er bestaat een kleinste hoeveelheid energie, die door de electronen opgenomen kan worden en die in *fig. 6* met  $\varepsilon_1$  is aangeduid. Het zal nu een groot verschil uitmaken of deze energie  $\varepsilon_1$  grooter of kleiner is dan de energie  $u$ , die de electronen nodig hebben om het metaal te kunnen verlaten (de zg. uittree-arbeid).

Bij de verbindingen van de alkalimetalen is  $\varepsilon_1 \geq u$  (*fig. 6a*). Alle electronen, die door de primaire electronen een impuls hebben ontvangen, zijn dus voldoende versneld om de uittreearbeid te overwinnen en een groot gedeelte van deze electronen

zal inderdaad uittreden. Bij de verbindingen van metalen, die niet sterk electropositief zijn, is  $\varepsilon_1 < u$  en alleen de electronen, die van de primaire straal meer energie dan  $\varepsilon_1$  hebben ontvangen, bijv.  $\varepsilon_2$ , komen voor secundaire emissie in aanmerking. Hierdoor gaat de factor  $\delta$  aanzienlijk achteruit.

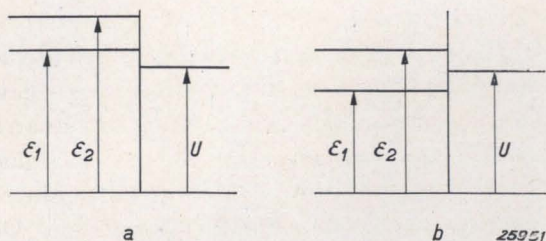


Fig. 6. a) De uittree-arbeid  $u$  van verbindingen van sterk electropositieve metalen is lager dan de kleinste energiewaarde  $\varepsilon_1$ , welke aan de electronen in de vaste stof kan worden overgedragen.

b) Bij verbindingen van niet sterk electropositieve metalen is  $\varepsilon_1 < u$ .

### Materialen en oppervlakken met gering secundair emitterend vermogen.

Wij willen in hetgeen volgt stoffen en oppervlakken bespreken met een gering secundair emitterend vermogen. Volgens tabel I komen daarvoor in het bijzonder de metalen lithium en beryllium in aanmerking. Indien deze metalen gebruikt worden in buizen met een zeer hoog vacuum, zouden deze inderdaad goede diensten kunnen bewijzen, in het bijzonder bij groote waarden van  $V_p$  (bijv. van de orde van grootte van 1000 V). Gedurende de bewerking zullen echter steeds gasresten aanwezig zijn (bijv. afkomstig uit de oxydkathode), die zich met het lithium resp. beryllium verbinden, waardoor men juist een stof verkrijgt met groote factor  $\delta$ . In de meeste praktische gevallen zal men om deze reden naar een ander soort oppervlak moeten uitzien.

De keuze zal in elk geval afhangen van de speciale eischen, die de praktijk stelt. Zoo is bijv. voor het rooster van een zendtriode (tetrode, penthode) noodzakelijk, dat over het geheele gebied van  $V_p$ , de secundaire emissie factor niet te groot wordt<sup>5)</sup>. Het moet tevens een metaal met een hoog smeltpunt zijn. Uit dien hoofde komen zirkonium en titanium in aanmerking. Beide metalen hebben nog min of meer electropositieve eigenschappen, doch zijn met een zeer dun oxydhuidje overdekt, indien zij aan de lucht worden blootgesteld. Het oxydhuidje lost

bij verhitting in het metaal op<sup>6)</sup>, waardoor langs zeer eenvoudige weg een metallisch oppervlak wordt verkregen met betrekkelijk lage factor  $\delta$ . Van de grootte van de factor  $\delta$  geeft fig. 7 een overzicht. Ook kan men de secundaire emissie van een molybdeen of wolfram rooster verminderen, door het met een laagje  $ZrO_2$  te bedekken en dit tijdens het pompen hoog te verhitten, waardoor, vermoedelijk door reductie van  $ZrO_2$ , een zirkonium-oppervlak ontstaat.

Een ander middel om de secundaire emissie klein te houden wordt gevonden in een geschikte macroscopische oppervlaktestructuur. Tot dusver bespreken wij alleen gladde oppervlakken. Indien een secundair electron de uittreepotentiaal bij een glad oppervlak overwonnen heeft, ontmoet het bij zijn verdere beweging geen materiele beletselen meer

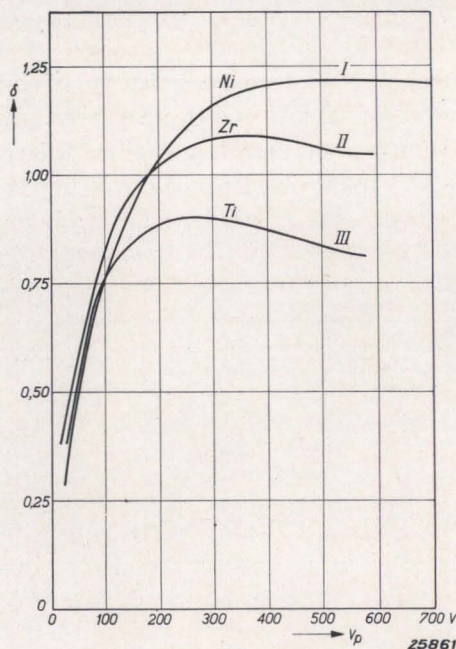


Fig. 7. Secundair emitterend vermogen van nikkel (I) zirkonium (II) titanium (III).

(fig. 8). Anders is het bij een ruw oppervlak, dat een eenigszins labyrinthachtige structuur heeft. Daar bestaat de mogelijkheid, dat de electronen, nadat zij uit het materiaal zijn getreden, opnieuw worden opgevangen door een omringende wand.

Er bestaan talrijke manieren om dergelijke „labyrinthrijke” oppervlakken te vervaardigen. Het oppervlak kan bijv. zijn samengesteld uit zeer kleine deeltjes, die een poreuze laag vormen, bijv. een roetlaagje<sup>7)</sup>. Niet alle koollaagjes hebben echter

<sup>5)</sup> Indien deze factor te groot is, zooals bij de meestal toegepaste metalen als Ni, Mo, W e.d., dan gaat de roosterstroom als functie van de roosterspanning een negatieve richtingscoëfficiënt vertoonen. Zie hiervoor ook H. G. Boumeester, Philips techn. T. 2, 115, 1937.

<sup>6)</sup> Bij de in tabel I genoemde metalen is dit niet het geval.

<sup>7)</sup> In deze paragraaf spreken wij alleen van geleidende materialen. Bij niet-geleidende materialen kan een ruw maken van het oppervlak juist een vergroting van  $\delta$  veroorzaken.

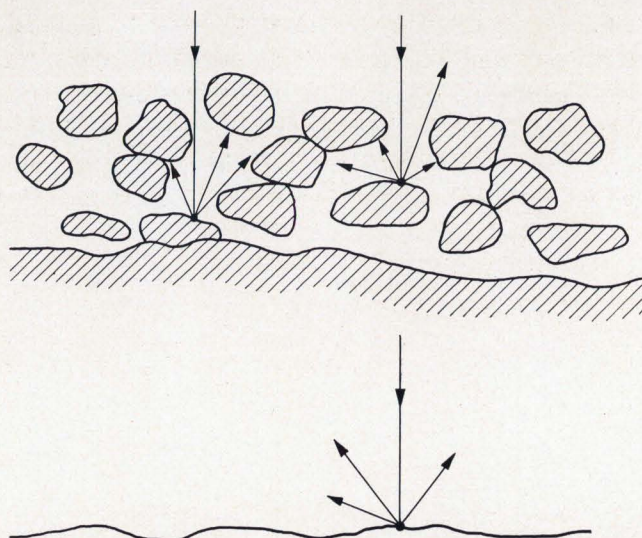


Fig. 8. Ruw en glad oppervlak. Bij het ruwe oppervlak worden de secundaire electronen gedeeltelijk door het materiaal zelf opgevangen, bij het gladde kunnen zij ongehinderd ontsnappen.

een poreuze structuur. Men kan ook gladde kool-laagjes maken, bijv. door een plaatje te bestrijken met aquadag, waardoor een oppervlak verkregen wordt, dat opgebouwd is uit op elkaar liggende grafietplaatjes. Fig. 9 geeft een vergelijking van de factor  $\delta$  als functie van  $V_p$  voor een glad en een ruw kooloppervlak. Hieruit blijkt duidelijk, dat het aquadag een grotere secundaire stroom geeft dan roet.

Niet alleen koolstof is in deze zwarte vorm te brengen; hetzelfde is mogelijk voor vele metalen. O.a. kan men dit bereiken, door het betreffende metaal in een edelgasatmosfeer over te dampen. De verdampende atomen botsen tegen de gasmoleculen, zoodat langere wegen worden afgelegd, vóór ze op de wand condenseeren. Het metaal zal

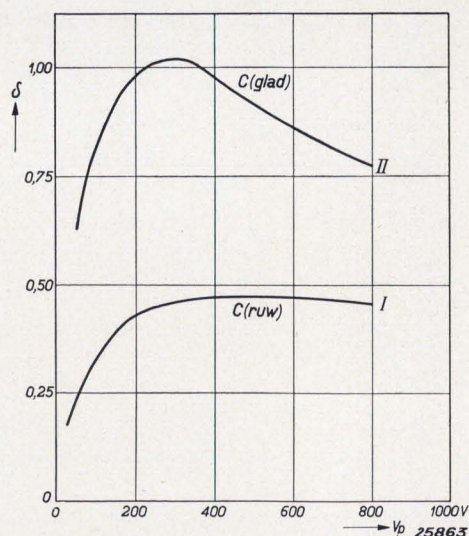


Fig. 9. Secundair emitteerend vermogen van  
I aquadag  
II roet.

dan in het gas conglomeraten vormen, die zich als zoodanig op het oppervlak afzetten. Deze conglomeraten kunnen een grootte hebben van enkele mm. Het oppervlak toont een zwart uiterlijk. In vacuum overgedampt metaal vertoont gewoonlijk een spiegels oppervlak.

De gevormde zwarte laag is bij vele metalen niet bestand tegen een hoge temperatuur. Bij het ontgassen bij hoge temperatuur vertoonen de zwarte modificaties dikwijls de neiging tot sinteren (samenbakken der kleine deeltjes tot grootere), waardoor de labyrinthstructuur verdwijnt. Het oppervlak krijgt dan een grijze kleur. De sintertemperatuur is veel lager dan de smelttemperatuur, doch loopt, indien men de metalen onderling vergelijkt, daarmede parallel. In het algemeen moet men gebruik maken van metalen met een smeltpunt hooger dan  $2000^{\circ}\text{C}$ . Uit dien hoofde zijn de zwarte vormen van wolfram fig. 10 en molybdeen bijzonder geschikt.

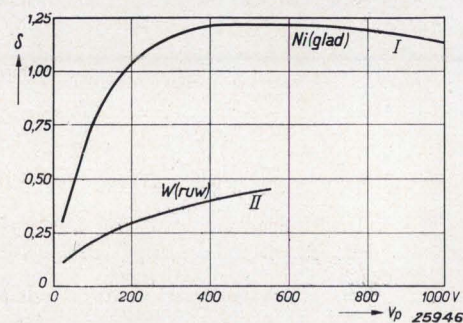


Fig. 10. Secundair emitteerend vermogen van  
I nikkel, glad oppervlak  
II wolfram, ruw oppervlak.

Ook roet heeft, dank zij de hoge smelttemperatuur van koolstof, een hoge sintertemperatuur, heeft echter het nadeel dikwijls veel gas af te geven en bij ca.  $1000^{\circ}\text{C}$  vrij snel in nikkel op te lossen.

### Het gedrag van secundair emitteerende oppervlakken in een radiolamp

Indien men een oppervlak van zeer hoge of zeer lage secundaire emissie in een radiolamp wil toepassen, dan moet men eischen, dat de coëfficiënt der secundaire emissie bij het gebruik constant blijft. Nu zijn de elektroden in een radiolamp niet alleen blootgesteld aan een electronenbombardeement, maar worden meestal ook geleidelijk bedekt met barium-atomen, die van de verhitte oxydkathode verdampen.

Daar het metallische barium, zooals uit de in het voorafgaande behandelde onderzoekingen gebleken is, een lage coëfficiënt der secundaire emissie heeft, zal een vlak met hoge secundaire emissie

door bedekking met bariumatomen in het algemeen bedorven worden. Het kan daarom noodig zijn te vermijden, dat bariumatomen het secundair emitterende oppervlak treffen.

Ook voor een oppervlak met gering secundair emitterend vermogen, is de bedekking met barium onaangenaam. De mogelijkheid bestaat namelijk, dat een geleidelijke oxydatie plaats vindt, waardoor de factor van de secundaire emissie sterk toeneemt. Indien wij de oxydkathode van een radiolamp, waarvan de anode met roet bedekt is, 100 uur laten branden zonder een anodespanning aan te leggen, dan vinden wij een verloop van de secundaire emissie volgens kromme  $AB$  in *fig. 11*. Wordt nu echter een anodespanning van 100 V ingeschakeld, waarbij de anodestroom 40 mA bedraagt, dan daalt de factor  $\delta$  in de loop van 100 uren weer tot zijn oorspronkelijke lage waarde. De geadsorbeerde bariumatomen verdwijnen blijkbaar van het oppervlak. Dit effect kan men verklaren door een migratie van bariumatomen langs het oppervlak van de roetdeeltjes naar dieper gelegen holten van de roetlaag.

Door een temperatuurverhoging wordt de snelheid van deze migratie sterk vergroot. Inderdaad verkrijgt men bij een elektronenbombardement van een roetoppervlak van geschikte structuur sterke locale temperatuurstijgingen, die in het onderhavige geval op ongeveer  $300^{\circ}\text{C}$  geschat kunnen worden.

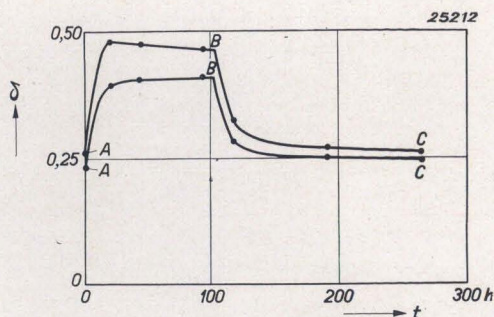


Fig. 11. Verloop van sec. emitterend vermogen van roet tegenover een oxydkathode.

$AB$  :  $V_a = 0$ ; geen electronen treffen de anode; sec. emissie stijgt met de tijd.

$BC$  :  $V_a = 100\text{ V}$ ; electronen treffen de anode; sec. emissie daalt tot oude waarde.

## EEN WISSELSTROOMDYNAMO MET VLAKKE KARAKTERISTIEK VOOR RIJWIELVERLICHTING

door H. A. G. HAZEU en M. KIEK.

621.313.322 : 629.118

Een wisselstroomdynamo wordt beschreven, waarvan de klemspanning slechts weinig afhangt van het toerental. Deze dynamo is bestemd voor het voeden van een rijwiellampje en is zoodanig geconstrueerd, dat ook een aan de hand meegevoerd rijwiel een behoorlijke verlichting op de weg geeft, terwijl bij groote rijsnelheid het lampje toch een behoorlijke brandduur heeft.

### Constructie van de rijwieldynamo

Voor het voeden van een rijwiellampje worden zoowel wisselstroomdynamo's toegepast, waarbij de permanente magneet stilstaat en de wikkeling roteert, als dynamo's met stilstaande wikkeling en draaiende permanente magneet. Deze laatste uitvoering is door Philips gekozen voor de rijwieldynamo type no. 7405, aangezien o.a. hierbij geen borstels noodig zijn, zoodat men de mogelijkheid van slechte contacten geheel uitsluit. Voor het opwekken van de benodigde spanning bij lage rijsnelheid dienen deze dynamo's een betrekkelijk groot aantal polen te hebben.

Het door de wikkeling opgewekte veld werkt ontmagnetiseerend op de staalmagneet en deze ontmagnetisatie hangt af van de afgenomen stroomsterkte. Teneinde de hieruit voortvloeiende spanningsdaling zoo klein mogelijk te houden is in de door ons ontwikkelde rijwieldynamo het speciale magneetstaal „Ticonal” gebruikt, waarvan de magnetische inductie in het werkpunt slechts weinig wordt beïnvloed door een wisselveld. De hiervoor maatgevende zg. reversibele permeabiliteit bedraagt slechts ongeveer 2. De inductie  $B$  varieert dus slechts weinig met de veldsterkte  $H$ . Daar de permeabiliteit van „Ticonal” niet veel groter is dan van lucht, kan bovendien de permanente magneet zonder lichamelijke polen worden uitgevoerd, dus eenvoudig als een gladde cylindermantel, die achtpolig gemagnetiseerd is.

Zoals is te zien op de in fig. 1 afgebeelde open-



Fig. 1. Foto van een opengemaakte rijwieldynamo type no. 7405.

gemaakte dynamo, draait deze cilindrische magneet binnen acht gelamelleerde poolschoenen, die evenwijdig met de as lopen en van boven zijn verenigd tot acht U-vormige magnetische circuits. Boven de magneet is tusschen deze pootjes door zoodanig (vgl. fig. 2) een spoel gevlochten, dat de

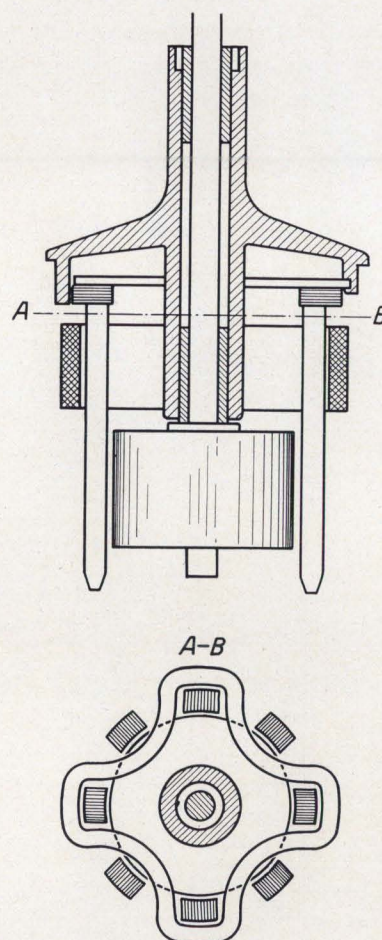


Fig. 2. Schetsteekening van de bouw der rijwieldynamo. Boven een langsdoorsnede en onder een doorsnede over  $AB$ .

krachtstroom door de pootjes, die al of niet door de spoel worden omvat, tegengestelde richting hebben.

### Het verkrijgen van een vlakke karakteristiek

Bij het ontwerpen van een dynamo, die geschikt moet zijn om een rijwiellamp te voeden, komt

de wenschelijkheid naar voren deze wisselstroom-dynamo zóó te construeeren, dat zij niet alleen in staat is bij de normale fietssnelheid van 13 à 15 km per uur de benoodigde stroom van 0,5 à 1 A met de gebruikelijke spanning van 4 à 6 V te leveren, maar dat de rijwielverlichting ook nog voldoende is, wanneer men de fiets met een snelheid van ongeveer 4 km per uur aan de hand meevoert. Bovendien moet bij een snelheid van 20 à 25 km per uur, die bijv. bij tandems normaal is, de spanning niet dermate oploopen, dat het lampje spoedig doorbrandt.

Verwaarloost men de spreiding van het magnetische veld, de verliezen en het door de stroom in het anker zelf opgewekte veld, dan is de spanning van een dergelijke wisselstroommachine recht evenredig met haar toerental, zooals de kromme *a* in fig. 3 aangeeft. De lichtsterkte van het lampje

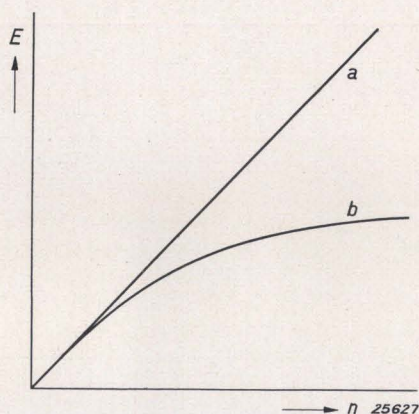


Fig. 3. Verloop van de klemspanning *E* van een dynamo met het toerental *n*. Kromme *a* onbelast en *b* voor belasting met één of meer gloeilampjes.

zou dan zeer sterk met het toerental toenemen, want 1% spanningsverhoging op het lampje beteekent ongeveer 3,5% grootere lichtsterkte. Om dit te vermijden, moet bij belasting met één of meer fietsgloeilampjes (bijv. ook met het thans in Nederland wettelijk voorgeschreven achterlichtje) een zoodanig spanningsverlies optreden, dat de klemspanning op de in kromme *b* van fig. 3 aangegeven wijze van het toerental afhangt. Om een dergelijk verloop te verkrijgen moet het spanningsverlies bij belasting sneller dan evenredig met het toerental toenemen.

Wij willen in het volgende aantonen, dat een verloop, zooals in kromme *b* is weergegeven, bij een dynamo in principe altijd aanwezig is en willen nagaan, welke maatregelen genomen kunnen worden om te bereiken, dat het constant worden van de stroomsterkte bij een zoo laag mogelijk toerental intreedt.

Is *w* het aantal windingen van de wikkeling,  $\Phi$  de

omvatte flux per winding, dan is de opgewekte EMK:

$$E = -w \frac{d\Phi}{dt}.$$

Indien wij aannemen, dat de flux tengevolge van het passeeren van de magneetpolen sinusvormig wisselt, kunnen wij schrijven:

$$E = -wj\omega\Phi, \dots\dots\dots (1)$$

waarbij  $\omega$  het aantal poolwisselingen per sec maal  $2\pi$  voorstelt.

De flux  $\Phi$  wordt gedeeltelijk door de permanente magneet opgewekt en gedeeltelijk door de stroom *I* in de wikkeling. Dit tweede gedeelte zal ruwweg evenredig zijn met de stroomsterkte, zoodat:

$$\Phi = \Phi_0 + CI \dots\dots\dots (2)$$

Verder volgt uit (1), wanneer wij de totale weerstand *R* van de wikkeling en de aangesloten gloeilamp invoeren:

$$I = \frac{E}{R} = -\frac{wj\omega}{R} \Phi \dots\dots\dots (3)$$

Door uit verg. (2) en (3)  $\Phi$  te elimineeren, verkrijgt men:

$$I = \frac{-wj\omega\Phi_0}{R + wj\omega C}, \text{ dus:}$$

$$|I| = \frac{w\omega\Phi_0}{\sqrt{R^2 + w^2\omega^2 C^2}} \dots\dots\dots (4)$$

Bij een laag toerental is de inductieve weerstand  $w\omega C$  nog klein ten opzichte van *R* en neemt de stroom dus evenredig met het toerental toe. Bij een hoog toerental wordt tenslotte  $w\omega C \gg R$  en wordt de afgegeven stroom constant.

Verg. (4) laat zien, waarop het aankomt bij de constructie van een rijwieldynamo. Het product  $w\omega C$  moet voor een zoo laag mogelijke rijsnelheid groot worden ten opzichte van *R*.

Wij willen de drie factoren van dit product even nader beschouwen.

Het aantal windingen *w*

Indien voor de spoel een bepaalde wikkelruimte beschikbaar is, neemt bij vergrooting van het aantal windingen niet alleen  $w\omega C$  toe, maar stijgt de inwendige weerstand nog sterker en daarmee ook de totale weerstand *R*. Dientengevolge zal men voor de wikkeling een optimaal aantal windingen vinden. Dit bleek in dit geval ongeveer 200 te bedragen; hierbij heeft de dynamo een inwendige weerstand van ongeveer 4 ohm.

De frequentie  $\omega$

De frequentie  $\omega$  is gegeven door het product van het aantal polen en het toerental. Een groot aantal

polen is dus voordeelig. In dit opzicht is bij de constructie zeer ver gegaan. Een magneet met 8 polen was bij de voor een rijwieldynamo gewenste kleine afmetingen alleen te realiseren door toepassing van een magneetstaal, dat tengevolge van zijn lage reversibele permeabiliteit in het werkpunt zeer weinig wordt beïnvloed door het ontmagnetiserende veld, zooals het reeds genoemde „Ticonal”.

#### De constante C

De constante C beteekent de flux door de spoel, die opgewekt wordt door een stroom van 1 A. Wanneer men de dynamo zonder spreiding construeert, zoodat alle krachtlijnen van de spoel door de permanente magneet moeten gaan, dan wordt deze flux niet zeer groot, omdat de magneet een vrij lage permeabiliteit heeft. Om deze reden werd de spreiding kunstmatig groot gemaakt door de wikkeling aan te brengen op pootjes van gelamelleerd ijzer, die aanmerkelijk buiten deze wikkeling uitsteken en daarbuiten over een vrij groote lengte op een betrekkelijk kleine onderlinge afstand evenwijdig loopen (vgl. fig. 1 en 2). Het magnetische veld van de wikkeling kan zich dan in belangrijke mate onmiddellijk over deze pootjes sluiten zonder met de magneet gekoppeld te zijn.

#### De invloed van wervelstroom

Daar voor het vlak verlopen van de karakteristiek groote spanningsverliezen moeten optreden, zou men kunnen denken, dat in deze ook de wervelstroom van gunstige invloed konden zijn. Dit blijkt inderdaad het geval te zijn; de hierbij optredende energieverliezen zijn echter praktisch niet te aanvaarden.

Zooals reeds vroeger in dit tijdschrift<sup>1)</sup> werd uiteengezet, kunnen de wervelstroomverliezen worden voorgesteld door een van de frequentie onafhankelijke weerstand, die parallel geschakeld is met de wikkeling, dus ook parallel met het gloeilampje. Hierdoor wordt de belastingsweerstand  $R$  verkleind en de stroomsterkte zal volgens verg. (4) groter worden en reeds bij een kleinere frequentie  $\omega$  een constante waarde bereiken. Om hiermee een sterk effect te verkrijgen, moet echter de parallelweerstand tengevolge van de wervelstroom klein zijn ten opzichte van de uitwendige belastingsweerstand, zoodat het grootste gedeelte van de energie op een nuttelooze wijze gebruikt wordt en de dynamo te zwaar gaat loopen, wat ook wel slippen ten gevolge zal kunnen hebben.

Van deze mogelijkheid tot verbetering van de

karakteristiek werd dus geen gebruik gemaakt. Integendeel, wervelstroomen worden zooveel mogelijk vermeden. Hiertoe wordt het geheele magnetische circuit vervaardigd van gelamelleerd transformatorblik van ten hoogste  $\frac{1}{2}$  mm dik.

#### Gegevens der rijwieldynamo type no. 7405

Deze rijwieldynamo heeft een inwendige weerstand  $R_i$  van 4,1 ohm. Bij een snelheid van 14 km wordt de normale spanning van 6 V geleverd bij een belasting met 0,5 A en bij 38 km is deze slechts opgelopen tot 7 V. De nullastspanningen zijn dan echter resp. 24 en 57 V. In fig. 4 is de nullast-

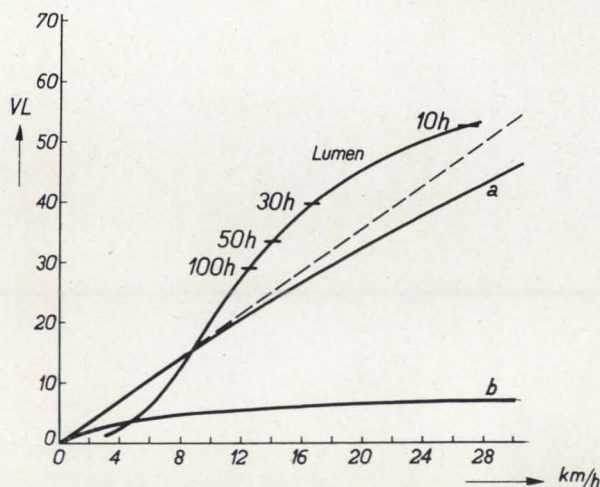


Fig. 4. Spanning  $V$  in volt en lichtstroom  $L$  in lumen in afhankelijkheid van de rijsnelheid. Kromme  $a$  geeft het verloop van de nullastspanning weer en kromme  $b$  de klemspanning bij belasting met een lampje voor 6 V en 0,5 A. In de lichtstroomkromme is tevens aangegeven de bij die lichtstroom behorende levensduur der lampjes.

karakteristiek ( $a$ ) weergegeven en het verloop ( $b$ ) van de klemspanning in afhankelijkheid van de fietssnelheid bij belasting met een normaal fietslampje voor 6 V en  $\frac{1}{2}$  A. Wij zien hieruit, dat bij een snelheid van 9 km de klemspanning nog 5 V bedraagt en dat deze bij 6 km nog slechts tot 4 V is gedaald, zoodat ook dan het rijwiel nog van een behoorlijke verlichting is voorzien. Aan de nullastkarakteristiek is verder duidelijk te zien, dat de wervelstroomverliezen betrekkelijk klein zijn. Waren er heelemaal geen verliezen, dan zou de nullastkarakteristiek recht verlopen (gestippeld), zoodat bij 30 km de spanning 54 V zou bedragen; door de wervelstroomen is deze slechts met 8 V verlaagd tot 46 V, zooals uit kromme  $a$ ) is af te lezen.

Bovendien is in fig. 4 ook geteekend, hoe de lichtstroom in lumen verloopt met de snelheid, waarbij tevens voor eenige waarden van de lichtstroom de levensduur van het lampje in uren is aangegeven. Hieruit blijkt, dat bij de normale snelheid van 15 km per uur een lichtstroom van

<sup>1)</sup> J. W. L. Köhler, Philips techn. T. 2, 194, 1937.

36 lumen wordt geleverd, waarbij het lampje een bevredigende levensduur heeft. Bij de zeer hoge snelheid van 27 km is de lichtstroom nog slechts opgelopen tot 53 lumen, waarbij de levensduur 10 uur bedraagt.

In fig. 5 is de zg. uitwendige karakteristiek van

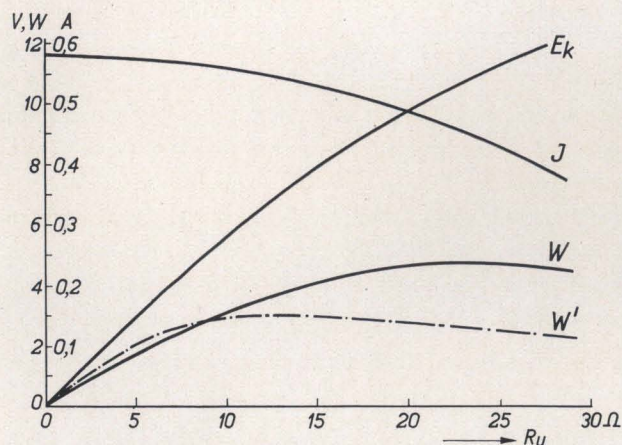


Fig. 5. Klemspanning  $E_k$ , stroom  $I$  en afgeleverd vermogen  $W$  in afhankelijkheid van de uitwendige weerstand  $R_u$  bij een constante snelheid van 13,5 km per uur; zg. uitwendige karakteristiek van de dynamo. In streep-punt-lijn is het afgeleverde vermogen  $W'$  aangegeven voor een dynamo, die van 140 windingen was voorzien in tegenstelling met de definitieve uitvoering van 200 windingen.

de dynamo gegeven, d.w.z. de klemspanning  $E_k$ , de stroom  $I$  en het afgeleverde vermogen  $W$  in afhankelijkheid van de uitwendige weerstand  $R_u$  bij een constante snelheid van 13,5 km per uur. Vanaf de kortsluitstroom van 0,58 A bij  $E_k = 0$  daalt de stroomsterkte  $I$  bij toenemende  $R_u$  en stijgt de spanning. Het geleverde vermogen bereikt tussen 20 en 30 ohm uitwendige weerstand een maximum. Ter vergelijking is ook nog met een streep-punt-lijn aangegeven, hoe het afgeleverde vermogen  $W'$  verloopt bij gebruik van 140 windingen van dezelfde draad inplaats van 200, zooals in de definitieve uitvoering zijn aangebracht. Zooals kon worden verwacht, ligt het maximale vermogen voor 140 windingen bij een kleinere weerstand  $R_u$ .

Gebruikt men een lampje van 12 ohm, d.w.z. voor 6 V en 0,5 A, dan ligt het geleverde vermogen weliswaar beneden het maximum, maar er wordt

dan een zeer vlak verloopende snelheidskarakteristiek verkregen, zooals in fig. 4 werd weergegeven. Bij het gebruik van deze dynamo dient men er voor te zorgen, dat de lampjes, die men er onderling parallel mee wil voeden, bij de geleverde klemspanning samen een stroom afnemen, die gelijk is aan de voor de dynamo opgegeven stroomsterkte. Wil men voor het thans in Nederland wettelijk

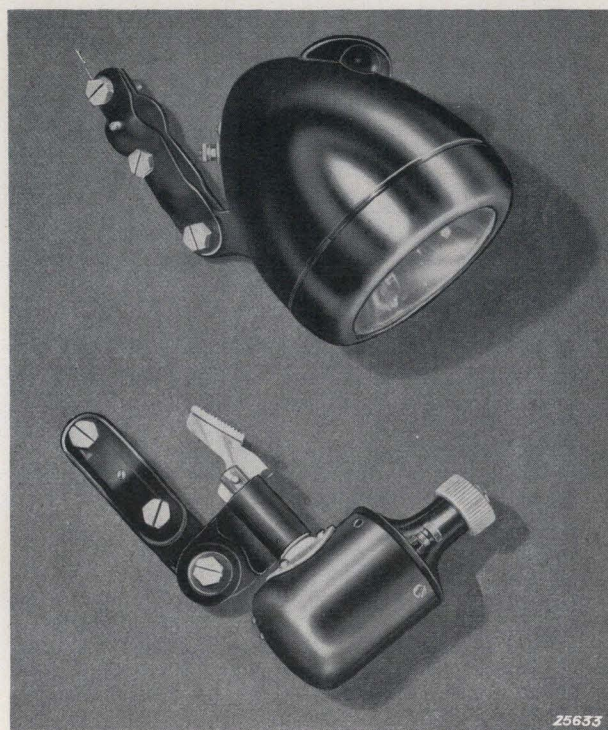


Fig. 6. Foto van de rijwieldynamo type no. 7405 met bijbehorende koplamp.

verplichte achterlichtje bijv. een lampje voor 6 V en 0,05 A nemen, dan moet er in de koplamp één voor 6 V en 0,45 A worden gezet, als men een dynamo voor 6 V en 0,5 A heeft.

Behalve de oorspronkelijke uitvoering voor 6 V en 3 W worden thans ook volgens hetzelfde principe geconstrueerde dynamo's geleverd voor 8 V en 4 W en voor 10 V en 4,5 W. In fig. 6 is een rijwieldynamo type no. 7405 met bijbehorende koplamp afgebeeld.

## HET GEBRUIK VAN „PHILORA” HP KWIKONTLADINGSLAMPEN VOOR VERGROOTINGSAPPARATEN

door J. A. M. VAN LIEMPT.

621.327.3 : 771.44 : 771.318.

Bij gebruik van een „Philora” HP kwikontladingslamp als lichtbron voor een vergrootingsapparaat kan de noodige belichtingstijd aanzienlijk bekort worden, zoodat weer met chloorzilverpapier gewerkt kan worden en men bij volop geel licht kan werken en ontwikkelen.

In vergrootingskokers wordt meestal als lichtbron een gloeilamp gebruikt, waarvan het vermogen, en in verband met de dimensies van het apparaat en in verband met de groote warmte-ontwikkeling tot hoogstens eenige honderden watts beperkt moet blijven.

Daar bij gebruik van normaal chloorzilver-contactpapier de belichtingstijden relatief lang worden, wordt tegenwoordig veelal gebruikt gemaakt van bromidepapier, dat zooveel gevoeliger is, dat de belichtingstijd wel 100-voudig bekort kan worden, hetgeen vooral bij seriewerk een groote vooruitgang beteekent. Het nadeel van dit papier is echter gelegen in de iets grootere duurte en verder in het feit, dat in de donkere kamer het sterkere gele licht door het zwakkere oranje- of lichtrood licht vervangen moet worden, waardoor contrasten vooral in de donkere partijen slechter beoordeeld kunnen worden. Er werden daarom zoowel door hoffotograaf F. Ziegler te den Haag, als de firma Boonen te Amsterdam en schrijver dezes, proeven genomen met de relatief meer kortgolvig licht uitstralende HP kwikontladingslampen en wel meer speciaal met de lamp HP 300 als lichtbron, bij gebruik van normaal contactdrukpapier. Daar deze lampen geleverd worden met het ontladingsbuisje opgesteld in de meetkundige as van de lamp moet de lamp loodrecht op de as van den vergrootingskoker worden opgesteld, omdat men anders een storende donkere vlek in het midden van het positiefpapier ziet optreden tengevolge van het feit, dat de lamp in de richting van haar as slechts weinig licht uitstraalt.

Het bleek nu, dat daarbij de belichtingstijd noodig om een goede afdruk te krijgen, omgerekend op hetzelfde vermogen circa  $\frac{1}{500}$ , en omgerekend op dezelfde lichtstroom circa  $\frac{1}{200}$  van die met een gloeilamp kan bedragen. Practisch gesproken beteekent dit, dat men bij gebruik van een kwiklamp HP 300 (75 W) in plaats van een gloeilamp van 200 W, met normaal chloorzilver-contactdrukpapier weer belichtingstijden noodig heeft, die even klein zijn, als anders slechts met bromidepapier bereikt worden. Men heeft dan tevens het groote voordeel, dat men geen lichtrood licht meer behoeft te ge-

bruiken, maar weer met geel licht kan werken, waarbij dan speciaal het natriumlicht zeer goed bruikbaar is<sup>1)</sup>. Men heeft zodoende zeer veel licht in de donkere kamer ter beschikking bij het maken en ontwikkelen van zijn vergrootingen. Dat men het beeld onder normale verlichtingssterkten kan beoordeelen, komt aan het eindresultaat zeer ten goede, aangezien men bij de veel zwakkere roode verlichting de fijnere contrasten niet kan onderscheiden, waardoor het beeld een te harde (en in de schaduwpartijen te donkere) indruk maakt en men steeds geneigd is het ontwikkelen te vroeg te onderbreken.

De geringe warmte-ontwikkeling van de kwiklamp HP 300, die op zichzelf ook reeds aangenaam is, maakt het mogelijk om bij haastwerk, zooals dit bij persfotografen wel voorkomt, het nog natte, pas gefixeerde, onuitgespoelde negatief met minder risico direct te vergrooten, hetgeen bij gebruik van gloeilampenlicht door de kans op week worden en vervloeien van de gelatinelaag gevaarlijk is.

Eén opmerking dienen wij nog te maken. De goedkoopere vergrootingskokers bevatten een optiek, die slechts matig achromatisch te noemen is. In vele gevallen zal dit niet storend werken, maar wel bij speciale negatieven, als lijnennegatieven en dergelijke bij afdrukken op zacht papier.

Bij gebruik van kwiklicht komt het eventuele slechte achromatisme van de lenzen door de van wit licht afwijkende samenstelling iets meer uitgesproken naar voren. Men gebruike dus bij voorkeur een goed gecorrigeerde optiek, zooals deze door de optiekfabrikanten van naam geleverd worden.

Blijkt het, dat de optiek, die men in zijn bezit heeft, onvoldoende is, dan kan men zich behelpen door het diafragma kleiner te maken. In den regel is voor die speciale gevallen een teruggaan tot  $F = 9$  reeds voldoende. Weliswaar brengt dit eenig lichtverlies met zich mede, doch de belichtingstijd blijft daarbij nog zoo kort, dat ook dan nog het voordeel van het gebruik van een kwiklamp ruimschoots blijft bestaan.

<sup>1)</sup> Over de beteekenis van de „Philora” natriumlamp voor de fotografie zie Philips techn. T. 2, 24, 1937.

# HET ONDERZOEK VAN DE MACROSTRUCTUUR VAN GRONDSTOFFEN EN PRODUCTEN MET BEHULP VAN RÖNTGENSTRALEN. IV

door J. E. de GRAAF.

539.26

Bij een zuiver mechanische fabricage zullen de verschillen tusschen de achtereenvolgens afgeleverde producten in het algemeen gering zijn. Men kan dan meestal volstaan met het onderzoek van steekproeven, omdat een ontregeling van de fabricage zelden voorkomt.

Zoo gauw echter de mensch met zijn eigenschap van wisselvalligheid een belangrijke rol gaat spelen in het tot stand komen van het product, moet in principe elk voorwerp onderzocht worden, tenminste, indien er voldoende belang is bij een hoge kwaliteit en een groote mate van gelijkmatigheid. In deze contrôle-achteraf ligt uiteraard iets onbevredigends, en dus tracht men wel door proef-werkstukken „de waarde” van de arbeider vast te leggen. Als regel echter bepaalt men hiermede alleen de maximale prestatie, omdat de man zich tegenover een proef heel anders instelt dan tegenover zijn routine-werk. In ieder geval zijn door psychische en fysieke invloeden groote afwijkingen van de „proefwaarde” te verwachten. Bij nauwluisterende werkzaamheden zijn meer dan eens aanzienlijke verschillen geconstateerd, bijv. tusschen des nachts en overdag gemaakte stukken, of tusschen op Maandag en op Dinsdag gemaakte voorwerpen. Door de productie met röntgenstralen voortdurend te controleeren kan men en te gevaarlijke fouten tijdig opmerken en maatregelen op het spoor komen, die oorzaken van fouten wegnemen (bijv. verbeteren der verlichting). Ook het feit alleen al van de aanwezigheid van een dergelijke contrôle heeft vaak een sterk preventieve invloed, die zich naast beter werk ook uit in betere zorg voor gereedschappen en werktuigen.

Eén van de bewerkingen, waarvoor het bovenstaande in hooge mate geldt, is het electrisch lasschen. Door nonchalance of onwetendheid ontstaan heel vaak fouten, die voor iederen lasscher weer anders zijn. Die fouten moet men dan analyseren, om den lasscher voortdurend te kunnen wijzen op zijn speciale fouten.

## De diagnose van fouten bij het electrisch lasschen <sup>1)</sup>

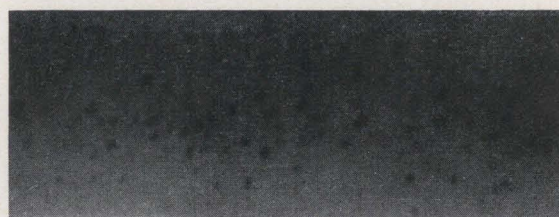
Ten eerste kan men hierbij onderscheiden tusschen fouten in de laschhandelingen, en fouten in de voorbereiding van de lasch. Tot deze laatste behooren bijv. een foute naadvorm en vuile platen.

<sup>1)</sup> Evenals bij de vorige artikelen (Philips techn. T. 2, 315, 350 en 377, 1937) zijn de röntgenfoto's hier op ware grootte weergegeven.

Ten tweede kan men onderscheid maken tusschen I: gasholten (ronde donkere vlekjes met scherpe omtrekken en groote zwarting), II: slakholten (meestal onscherpe onregelmatige begrenzingen) en III: spleetvormige fouten als scheuren en hechtingsfouten (het contrast sterk afhankelijk van de richting der stralen <sup>2)</sup>). Van deze fouten worden hieronder voor stompe lasschen eenige voorbeelden weergegeven met enkele van hun oorzaken. Met andere laschstaven dan de hiervoor gebruikte PH-50 (vgl. Philips techn. T. 2, 135, 1937) ondergaan de afgebeelde fouten meestal slechts onbelangrijke veranderingen.

## A. Fouten in de laschhandelingen

### Groep I: Gasholten.



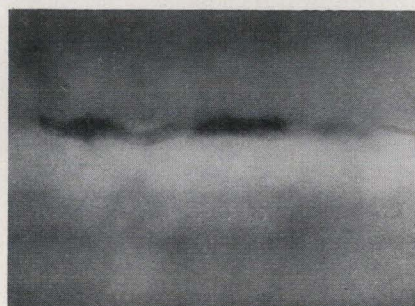
25198

Fig. 1. Gasholten.

Kenmerken: ronde, donkere, vaak in groepen gelegen vlekjes, met relatief scherpe omtrekken en groote zwarting; hun diameter is zelden groter dan 2 mm.

Oorzaken: te lange boog (te geringe bescherming van het versmolten metaal tegen de lucht); te groote stroomsterkte (vooral daar, waar gelascht is met het laatste gedeelte van een lasch-electrode, dat dan vaak roodgloeiend staat).

### Groep IIa. Slakholten geheel in het versmolten metaal gelegen.



25199

Fig. 2. Vóórlopen <sup>3)</sup> van de slak op een vlakke plaat.

<sup>2)</sup> vgl. Philips techn. T. 2, 351, 1937.

<sup>3)</sup> Onder „vóórlopen” wordt het feit verstaan, dat de

**Kenmerken:** een zware lijn, soms enkele mm breed, met slingerende begrenzingen en matige tot groote zwarting.

**Oorzaken:** foutieve zwaaibewegingen; de elektrode gaat bijv. over de reeds versmolten slak, dientengevolge worden de ijzerdruppels aan weerskanten van een slakkenkanaal afgezet.

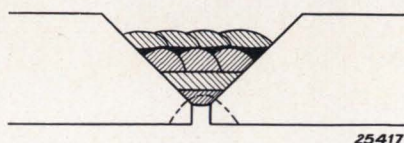


Fig. 3. Schematische voorstelling van de slakinsluitingen, die ontstaan als bolle rupsen naast elkaar in de V-vormige laschgeul worden gelegd. Op de beteekenis van de stippellijn wordt in noot <sup>4)</sup> bij fig. 12 nader ingegaan.

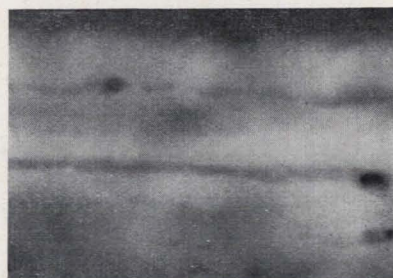


Fig. 4. Vóórlopen van de slak in de geulen tussen de bolle rupsen, die de onderliggende laag vormen. (vgl. fig. 3).

**Kenmerken:** smalle, onscherpe, slingerende lijntjes van vaak matige zwarting; onderbrekingen komen vaak voor (soms met afbuigende einden).

**Oorzaken:** door te lage stroom of te smalle zwaaibewegingen zijn de rupsen van de onderliggende laag te bol geworden, waardoor geulen tussen deze rupsen ontstaan. (Ook andere scherpe geulen, als die in de bodem van een V-naad, kunnen op deze wijze leiden tot slakinsluitingen, die dan hun eigen kenmerken hebben).



Fig. 5. Kraterinsluiting.

vloeibare slak zich niet (vgl. fig. 16 van het artikel van J. Sack over Lasschen en Laschstaven in Philips techn. T. 2, 129, 1937) op het neergesmolten materiaal (de „rups”) bevindt, doch terecht komt op het koude oppervlak van het werkstuk vóór de rups.

**Kenmerken:** een halvemaaan-vormige vlek ter breedte van een rups van geringe zwarting en scherpte; vaak begeleid door gasbellen.

**Oorzaken:** na een onderbreking van de boog is in of vóór de oude krater begonnen met lasschen, inplaats van erachter; in de zoo verkregen holte loopt slak bij het aanbrengen van een overdekkende rups.

**Groep IIb. Slakholten tusschen versmolten metaal en moedermetaal.**

Zoodra men deze fouten vermoedt, is het noodig, dat foto's genomen worden met de stralengang langs de oorspronkelijke begrenzing van het moedermetaal, bijv. de wand van de laschgleuf, aangezien fouten van deze soort vaak in gevaarlijke spleetachtige vormen (hechtingsfouten) uitloopen.

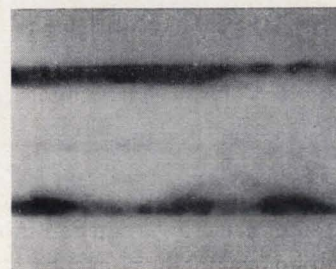


Fig. 6. De toevoer van warmte naar de zijwand van de naad is voortdurend te gering.

**Kenmerken:** een vaak vrij breede lijn, met aan de zijwanden van de naad een scherpe en rechtlijnige begrenzing, die over groote afstanden doorloopt.

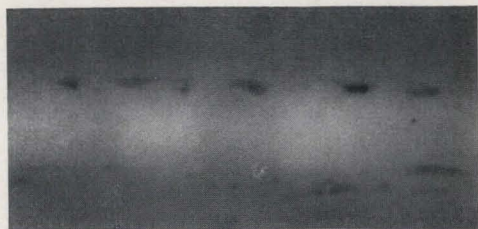
**Oorzaken:** de laschstaaf werd niet voldoende op de hoek tussen de rups en de wand van de naad gericht, waardoor slak in die hoek kon vastvriezen. Vaak wordt deze fout veroorzaakt door een zoodanig scheeve houding van den lasscher, dat hij de hoek niet overzien kan.



Fig. 7. De toevoer van warmte is zeer onregelmatig en vaak onvoldoende.

**Kenmerken:** aan de zijwand rechtlijnig begrensde insluitingen, die zeer onregelmatige vormen en veel onderbrekingen vertoonen.

**Oorzaken:** te lange boog, die bij de zwaai-beweging te vroeg op de zijwand van de naad overspringt, en de hoek tusschen rups en wand onregelmatig verhit.

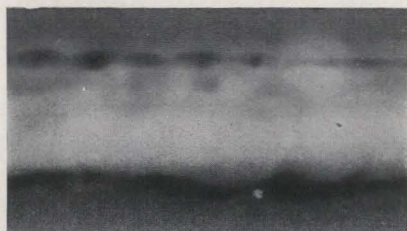


25204

Fig. 8. Driehoekige insluitingen.

**Kenmerken:** min of meer driehoekige, aan de zijwand rechtlijnig en scherp begrensde insluitingen, op vrij regelmatige afstanden (verspringend als zij aan beide wanden van de naad voorkomen).

**Oorzaken:** door te groote voorwaartsche snelheid ontstond een zig-zag rups; tusschen de zijwand en de slingers van de rups wordt bij de volgende rups slak ingesloten.



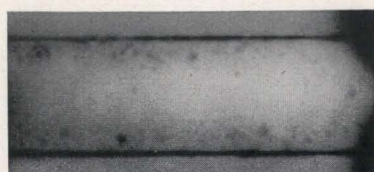
25205

Fig. 9. Inkarteling van de zijwanden van de laschnaad.

**Kenmerken:** buiten de oorspronkelijke laschvoeg gelegen insluitingen, met een golvende buitenbegrenzing, en een onscherpe onregelmatige binnenbegrenzing; meestal gepaard met de fout van fig. 7.

**Oorzaken:** te lange boog (als bij fig. 7), die teveel metaal van de zijwand wegsmelt; bij de volgende rups wordt de inkarteling van de zijwand meestal niet met metaal maar met slak gevuld.

Groep IIIa. Hechtingsfouten; fig. 10.



25206

**Kenmerken:** langs de zijwanden van de naad liggen, meestal fijne, onvertakte, rechte lijnen, die vrijwel steeds van slakinsluitingen vergezeld zijn.

**Oorzaken:** het van de laschstaaf afkomstige metaal is niet met het moedermetaal versmolten, door te geringe toevoer van warmte aan het laatste (bijv. doordat de boog onvoldoende op de zijwand gericht was, evenals bij de fout van fig. 6, die bij één vrij lage rups ontstaat; bij de fout van fig. 10 is de rups hoger tegen de zijwand gelegd dan bij fig. 6, of zijn meerdere rupsen op dezelfde wijze op elkaar gelegd).

Groep IIIb. Scheuren; fig. 11:



25207

**Kenmerken:** fijne, soms vertakte lijntjes; in het moedermateriaal verlopen zij meestal glad, in het versmolten metaal of langs de zijwand meestal slingerend; deze fouten zijn vaak moeilijk te vinden.

**Oorzaken:** door overmatig of ongelijkmatig krimpen ontstaan zoo groote spanningen, dat zij door het vloeien van het metaal niet voldoende verlaagd kunnen worden.

B. Fouten in de voorbereiding



25208

Fig. 12. Fout bij het uithakken voor een tegenlasch<sup>4</sup>).

**Kenmerken:** een dicht bij het buitenoppervlak van de tegenlasch gelegen, eenigszins slingerende en vaak onderbroken lijn, met onscherpe grenzen en geringe zwarting.

**Oorzaken:** het uithakken van de wortel is geschied met een beitel, die een te scherpe geul veroorzaakte; hierin liep de slak vóór net als bij fig. 4.

<sup>4</sup>) Na het vollassen van de V-vormige laschgleuf wordt bij dikke platen het in fig. 3 met een stippellijn aangegeven gedeelte (de „wortel”) uitgehakt, omdat dit vaak met slak en slecht versmolten metaal is gevuld.



25209

Fig. 13. Fouten bij het vullen van te nauwe gaten.

Kenmerken: op een stereo-foto, die een ruimtelijke indruk van de insluitingen geeft, bleek de slak volgens een spiraal te zijn ingesloten.

Oorzaken: in het te nauwe gat kon de slak niet voldoende verwijderd worden bij het spiraalsgewijs opvullen met versmolten metaal.



25210

Fig. 14. Fout in de methode van vullen van de naad.

Kenmerken: op regelmatige afstanden in de naad komen verzamelingen voor van onscherpe, lijn- of puntvormige insluitingen van geringe zwarting.

Oorzaken: van de naad werd een stuk van ongeveer 30 cm geheel gevuld, daarna een volgend stuk, enz., waarbij het ruwe einde van het voorgaande stuk niet glad werd uitgehakt.

## OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

**1248:** J. H. de Boer and E. J. W. Verwey: Semi-conductors with partially and completely filled 3d-lattice bands (Proc. phys. Soc. 49, extra part, 59 - 71, Aug. 1937).

Halfgeleiders en isolatoren met niet geheel bezette banden der energieniveaux van 3d-electronen worden besproken. Hebben zij een geheel aantal electronen per atoom, dan is hun gebrek aan geleidingsvermogen te verklaren uit het feit, dat het bewegende electron een groote kans zal hebben om door zijn oorspronkelijke atoom te worden teruggetrokken, indien de te doordringen potentiaalbergen maar groot genoeg zijn om zijn overgangswaarschijnlijkheid voldoende klein te houden. Is het aantal electronen van een bepaald niveau per atoom niet een geheel getal, dan verdwijnt deze belemmering der geleiding. Dit is bijv. het geval in roosters van  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  en nikkel- of cupro-oxyde, indien daarin sommige voor metaalionen bestemde plaatsen onbezet zijn gebleven.

Stoffen met geheel bezette energiebanden kunnen geleidend worden tengevolge van bestraling met licht, dat electronen kan brengen in een band van hogere energie. Zijn in een rooster van zink-oxyde enkele zuurstofplaatsen onbezet, dan zullen de in het rooster overschietende electronen enkele der  $\text{Zn}^{2+}$ -ionen in  $\text{Zn}^+$ -ionen kunnen veranderen

door over te gaan in de energieband der 4 s-electronen.

**1249\*:** M. J. O. Strutt: Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren. Erster Band: Bau, Arbeitsweise, Eigenschaften (138 blz.; Julius Springer, Berlin 1937).

In dit boek worden op begrijpelijke, doch niet te elementaire wijze de grondslagen gegeven van de ontwikkeling der radiolampen met meerdere roosters. De onmiddellijke aanleiding tot het samenstellen van dit boek was de onder **1148** vermelde voordracht voor de Physikalische Gesellschaft Zürich.

**1250:** Balth. van der Pol: Televisie (Natuurk. Voordr. Mij. Diligentia, 's-Grav. 15, 36 - 45, Oct. 1937).

In deze Diligentia-voordracht werd een overzicht gegeven van de huidige stand der televisie. Hierbij werd o.a. gewezen op de samenhang met andere gebieden van onderzoek, zooals relaxatietrillingen en theorie van de regenboog.

\*) Van publicaties, gemerkt met een \* is geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.